

5. FOLGE, 1935, BAND 22, HEFT 5

ANNALEN DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fort-
geführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff,
G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

Der ganzen Reihe 414. Band

Kuratorium:

W. Gerlach F. Paschen M. Planck
R. W. Pohl A. Sommerfeld M. Wien

Unter Mitwirkung
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.
M. PLANCK, Berlin

Mit 51 Abbildungen im Text



LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Redaktionsschluß am 21. März 1935

XUM

Inhalt

	Seite
J. Schniedermann-Münster i. W., Über den glühelektrischen Effekt wasserstoffbeladener Pd-Ag-Legierungen. (Mit 6 Figuren)	425
Hans Küstner und Enno Arends-Göttingen, Ausbeutekoeffizienten, Intensitätsverhältnisse und Absorptionswahrscheinlichkeiten in der L-Serie der Schwerelemente. (Mit 9 Figuren)	443
H. Plesse-München, Untersuchungen am elektrischen Lichtbogen. (Mit 24 Figuren)	473
G. Tammann und W. Boehme-Göttingen, Der Einfluß der Kaltbearbeitung auf das Wärmeleitvermögen. (Mit 7 Figuren)	500
Gotthard Gustafsson-Stockholm, Ein verbessertes Ultramikrometer nach Dowling. (Mit 5 Figuren)	507

Für diese Zeitschrift werden grundsätzlich nur Arbeiten angenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind. Mit der Annahme des Manuskriptes und seiner Veröffentlichung geht das alleinige Recht der Vervielfältigung, Verbreitung und Übersetzung einschließlich des Rechtes der Veranstaltung von Sonderdrucken auf den Verlag über. Von jeder Arbeit liefert der Verlag 75 Sonderabzüge kostenlos.

1935 erscheinen die Bände 22—24 der 5. Folge. Bezugspreis je Band RM. 26.—, mit Porto RM. 27.20 im Inland, RM. 28.— im Ausland. Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Gesellschaft für technische Physik wird ein Vorzugspreis gewährt.

Die Zeitschrift kann durch jede Buchhandlung, in Ausnahmefällen auch durch den Verlag bezogen werden.

Die Redaktion der Annalen wird von den auf der Titelseite genannten Herren besorgt. Es wird gebeten, Manuskripte an Herrn **Geh.-Rat Prof. Dr. E. Gränelisen, Marburg/L., Mainzer Gasse 33**, einzusenden.

Die Redaktion bittet, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten. Die **Zeichnungen** sind in sorgfältiger Ausführung auf besonderen Blättern beizulegen.

Bei den **Zitaten** wolle man die Abkürzungen der Zeitschriftentitel nach dem Verzeichnis wählen, das jedem Jahrgang der „Physikalischen Berichte“ vorangestellt ist.

V
2
2

1
9
3
5

XUM

25

43

73

00

07

ie
er
ht
es
er

nd
rn
ne

ch

en
f.

in
r-
en

ch
g⁶

frei
ges
wir
die
anz
run
Ma
und
ein
d. h
her
sch
bel
An
Res
über
geg
Ver
bed
Bel
son
Gas
stof

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE · BAND 22 · HEFT 5 · APRIL 1935

Über den glühelektrischen Effekt wasserstoffbeladener Pd-Ag-Legierungen

Von J. Schniedermann

(Mit 6 Figuren)

§ 1. Einleitung

In meiner Arbeit¹⁾ über den lichtelektrischen Effekt wasserstofffreier und wasserstoffbeladener Palladiumlegierungen habe ich festgestellt, daß die Elektronenemission durch Beladung mit H_2 erhöht wird. Diese Erhöhung ist für alle Legierungen gleichmäßig, so daß die Kurve, welche die maximale Emission der beladenen Legierungen anzeigt, annähernd parallel zur Kurve für die unbeladenen Legierungen verschoben ist. Um das bei beiden Kurven auftretende Maximum der Legierung mit 40% Ag zu erklären, haben Krüger und Ehmer²⁾ die Vermutung ausgesprochen, daß dies Maximum von einer besonders großen Verschiebung der roten Grenzwellenlänge, d. h. von einer besonders starken Erniedrigung der Austrittsarbeit herrühre. Diese Annahme habe ich nicht bestätigen können. Ich schloß daher, daß die Erhöhung des Photoeffektes bei Wasserstoffbeladung für alle Legierungen gleichmäßig durch eine Erhöhung der Anzahl der emittierbaren Elektronen bedingt ist. Zum gleichen Resultat für Platin war schon früher R. Suhrmann³⁾ durch Versuche über den glüh- und lichtelektrischen Effekt bei Pt gekommen. Dagegen schließt L. A. Du Bridge⁴⁾ auf Grund seiner glühelektrischen Versuche an Platin, daß die Austrittsarbeit während der Entgasung bedeutend zunimmt. Beide Forscher haben jedoch keine besondere Beladung mit atomarem oder molekularem Wasserstoff vorgenommen, sondern nur den Einfluß der im ursprünglichen Material vorhandenen Gase während der Entgasung verfolgt. Ältere Versuche⁵⁾ an in Wasserstoff geglühten Platindrähten zeigen widersprechende Ergebnisse.

Im Anschluß an meine Arbeit untersuchte J. Wortmann⁶⁾ den

1) J. Schniedermann, Ann. d. Phys. [5] 13. S. 761. 1932.

2) F. Krüger u. A. Ehmer, Ztschr. f. Phys. 14. S. 1. 1923.

3) R. Suhrmann, Ztschr. f. Phys. 13. S. 17. 1923.

4) L. A. Du Bridge, Phys. Rev. 32. S. 325. 1928; 31. S. 236. 1928.

5) Literaturangabe vgl. R. Suhrmann, Ztschr. f. Phys. 13. S. 17. 1923.

6) J. Wortmann, Ann. d. Phys. [5] 18. S. 233. 1933.

Halleffekt wasserstofffreier und wasserstoffbeladener Palladiumlegierungen. Es zeigte sich, daß der absorbierte Wasserstoff das bei der unbeladenen Legierung mit 40% Ag auftretende Maximum auf ein deutliches Minimum herunterdrückt. Aus den Formeln der Sommerfeldschen Theorie errechnet Wortmann die Anzahl der freien Elektronen und findet eine Vermehrung derselben. Bemerkenswert ist dabei, daß der Unterschied in der Anzahl der freien Elektronen vor und nach der Beladung bei der Legierung mit 40% Ag ein Maximum erreicht.

Zur Klärung der noch offenstehenden Frage über den Mechanismus der Einwirkung absorbierten Wasserstoffs habe ich in der vorliegenden Arbeit den glühelektrischen Effekt wasserstoffbeladener Pd-Ag-Legierungen untersucht. Ich wollte dabei folgende Fragen entscheiden:

1. ob auch beim glühelektrischen Effekt die Legierung 60%–40% Ag ausgezeichnet ist,
2. wie sich die Wasserstoffbeladung auswirkt, d. h. ob sie die Elektronenemission erhöht oder erniedrigt,
3. ob sich bei der Entgasung die Anzahl der freien Elektronen oder die Austrittsarbeit oder beide ändern.

§ 2. Versuchsanordnung

Die benutzte Versuchsanordnung zeigt Fig. 1. Das zu untersuchende Material befand sich in einer Zelle (Z) aus Jenaer Duranglas (Länge 300 mm, Durchmesser 55 mm). In der Mitte der Zelle war ein

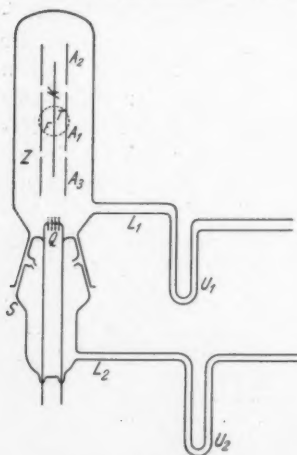


Fig. 1. Apparatur zur Messung der Glühemission

Glastubus T mit planparallelem Fenster F angeblasen (60 mm Länge, 20 mm Durchmesser). T mit F ist für die pyrometrischen Messungen bestimmt. Als Glühkathode K wurden Pd- bzw. Pd-Ag-Drähte von 0,3 mm Durchmesser und 100 mm Länge verwandt, die von der Firma W. C. Heraeus in Hanau bezogen waren. Die Kathode war von drei coaxialen zylindrischen Anoden aus chemisch reinem Nickelblech umgeben. Die Anode A_1 von 50 mm Länge diente als Meßanode und führte zum Elektrometer. Die beiden anderen Anoden A_2 und A_3 von je 30 mm Länge dienten als Schirmanoden und lagen

dauernd an Erde. Es wurde also nur die Emission des gleichmäßig temperierten mittleren Kathodenstückes gemessen. Da die Kathoden dauernd ausgewechselt werden mußten, ließ sich eine Einführung der Drähte mittels Schliff *S* nicht vermeiden. Dieser Schliff war als Ringschliff ausgebildet derart, daß die Fettdämpfe durch eine besondere Leitung L_2 abgesaugt wurden. Wie schon B. Abendroth¹⁾ durch empfindliche lichtelektrische Versuche festgestellt hat, genügt diese Anordnung, um keine die Messungen beeinflussbaren Gasmengen wegen des hohen Diffusionswiderstandes des zweiten Schliffteiles hindurchtreten zu lassen. Außerdem konnte ich bei der Brüchigkeit des Materials doch nicht bis zur völligen Gasfreiheit glühen. Der Schliff *S* endete in einen Quetschfluß *Q* mit 4 hochvakuumdichten Durchführungen aus Kupferdraht, die bis zu 7 Amp. Heizstrom belastbar waren²⁾. Die negative Beschleunigungsspannung zur Messung des Sättigungsstromes der Elektronen lag an der negativen Kathodenzuführung, der positive Pol an Erde. Zur Messung der $+$ -Ionen konnten diese Anschlüsse durch einen Kippschalter vertauscht werden. Als Heizstromquelle diente eine isoliert aufgestellte Akkumulatorenbatterie hoher Kapazität. Die Heizspannung betrug 4 Volt, der Heizstrom bei den verschiedenen Drähten 2,3 bis 3,4 Amp.

Die glühelektrischen Ströme wurden mit einem Quadrantelektrometer nach Dolezalek gemessen, das eine Spannungsempfindlichkeit von 400 Skt. pro Volt hatte. Zur Messung der verschiedenen Stromstärken waren auswechselbare Hochohmwiderstände von 0,025 bis 3,5 Megohm parallel geschaltet.

Das Hochvakuum lieferte eine dreistufige Gaede-Diffusionspumpe, der eine rotierende Gaede-Ölpumpe zur Erzeugung des Vorvakuums vorgeschaltet war. Zum Ausfrieren der Dämpfe in der Apparatur lag ein U-förmig gebogener Teil der beiden Leitungen L_1 und L_2 in flüssiger Luft. Der Druck, der mit einem McLeod gemessen wurde, war $\leq 10^{-6}$ mm Hg.

Die Temperatur wurde mit einem optischen Mikropyrometer von Siemens & Halske nach der sogenannten Zylindermethode³⁾ bestimmt. Das Emissionsvermögen der verschiedenen Legierungen ist

1) B. Abendroth, Ztschr. f. Phys. 85. S. 530. 1933.

2) Den Quetschfluß erhielt ich durch liebenswürdige Vermittlung des hiesigen Ing.-Büro der Siemens & Halske A.G. von der Abteilung für Verstärker, Rel. Vertrieb, Siemens & Halske A.G., Wernerwerk, Berlin-Siemensstadt, wofür auch an dieser Stelle herzlich gedankt sei.

3) Beschreibung und Literaturangabe vgl. bei G. Ribaud, *Traité de Pyrometrie Optique*, Paris 1931. S. 87 ff.

für die Versuchstemperatur von 1100°C in der Tab. 1 angeben. Bei den Silberlegierungen stieg es nach längerem Glühen etwas an, weil Silber verdampft und die Oberfläche dadurch aufgeraut wird. Der in Tab. 1 angegebene Wert wurde nach etwa 1 stündigem Glühen erhalten. Die verwandten Zylinder hatten einen inneren Durchmesser von 2 mm und eine Länge von 35 mm. Der Durchmesser des Loches, durch das hindurch die wahre Temperatur des als schwarzen Körper anzusehenden Zylinderinnern beobachtet wurde, hatte einen Durchmesser von 0,3 mm. Um die Verhältnisse eines schwarzen Körpers möglichst vollkommen zu erhalten, wurde unter einem Winkel von etwa 5°C zur Achse des Beobachtungsloches in das Zylinderinnere hineingesehen, damit der beobachtete Lichtstrahl erst nach mehreren Reflexionen in das Auge gelangte. Das Emissionsvermögen wurde bei monochromatischem Licht von der Wellenlänge $650\text{ }\mu\mu$ gemessen.

Tabelle 1

% Pd in den Leg.	Emissionsvermögen
100	0,34
90	0,35
80	0,37
70	0,40
60	0,41
50	0,33
40	0,29

Auch hier hat die Legierung mit 60% Pd–40% Ag eine ausgezeichnete Stellung, und zwar ein Maximum¹⁾.

§ 3. Gang der Versuche

Bevor der glühelektrische Effekt der unbeladenen Legierungen, die in destilliertem Wasser, Benzol und Alkohol gereinigt waren, gemessen wurde, blieben die Drähte erst einen Tag im besten Vakuum stehen. Es wurde dann zunächst einmal geglüht bei geradem Elektrometer und die Temperatur eingestellt. Darauf wurde einmal 10 Sek. geglüht und nach 1–2 Min. — in dieser Zeit schaffte die Pumpe die ausgetriebenen Gase fort — der +-Ionen- und der Elektronenstrom gemessen. Nach den ersten 10 Glühungen und Messungen wurde dann immer je 10mal intermittiert (pro Minute 2mal je 8 Sek. glühen bei laufender Pumpe) geglüht und darauf gemessen²⁾.

1) Vgl. hierzu die Messungen des Reflexionsvermögens an Pd–Au-Legierungen von H. Röhl, Ann. d. Phys. [5] 18. S. 155. 1933.

2) Die intermittierenden Glühungen wurden mit einer Kontaktuhr hergestellt, die pro $\frac{1}{2}$ Min. für 8–9 Sek. den Glühstrom einschaltete.

Die Beladung mit Wasserstoff geschah auf elektrolytischem Wege¹⁾. Es wurde nach Eintritt der Sättigung immer noch 1—2 Std. weiter beladen. Nachdem der beladene und gereinigte Draht 1—2 Tage im Vakuum gestanden hatte, wurde der + Ionen- und Elektronenstrom wie bei den unbeladenen Legierungen gemessen. Für den Elektronenstrom der beladenen Legierungen ergab sich dabei folgender Verlauf:

Die Elektronenemission steigt an bis zu einem Maximum, das erreicht wird, wenn die + Ionenemission fast ganz Null geworden ist. Im Laufe des Entgasungsprozesses sinkt der Elektronenstrom dann wieder bis annähernd auf den Wert der unbeladenen Legierungen.

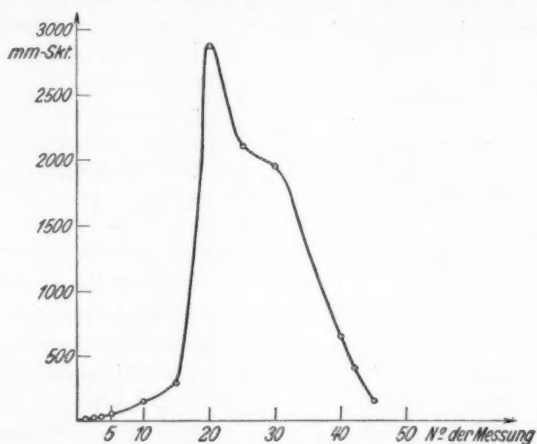


Fig. 2. Glühkurve für den Verlauf der Elektronenemission

Im allgemeinen brennen jedoch die Drähte schon durch, wenn der Elektronenstrom auf die Hälfte bis ein Drittel des Maximalwertes gesunken ist. Es ist zu bemerken, daß der Elektronenstrom bei der Entgasung nicht so schnell sinkt wie beim lichtelektrischen Effekt, weil die inneren gasreichen Schichten am Emissionsprozeß viel mehr beteiligt sind. Als Beispiel für den Verlauf einer derartigen „Glühkurve“ sei ein Vorversuch mit H_2 -beladenem Palladium in Fig. 2 angeführt. Ein Vorversuch mit wasserstoffbeladenem Platin verlief analog. Im Beispiel der Fig. 2 wurde folgendermaßen geglüht:

Zwischen Messung Nr. 1—5 wurde je einmal intermittiert, zwischen 5—10 je 3mal, zwischen 10—15 je 5mal, zwischen 15—25 je 10mal, zwischen 25 und 35 je 20mal, zwischen 35 und 40 je 50mal

1) J. Schniedermann, a. a. O.

geglüht, dann Dauerglühen von je 10 Min. In Fig. 2 sind die Meßpunkte Nr. 1, 2, 3, 5, 10, 15, 21, 25, 30, 35, 40, 42, 45 eingetragen.

Die Versuchstemperatur (Glüh- und Meßtemperatur) war 1100°C , die angelegte Beschleunigungsspannung 460 Volt, die Elektrometerempfindlichkeit 460 Skt./Volt bei 190 cm Skalenabstand, der zum Elektrometer parallel geschaltete Widerstand gleich 1,2 Megohm. Vorversuche ergaben, daß bereits bei 380 Volt Beschleunigungsspannung volle Sättigung eintrat.

§ 4. Versuchsergebnisse

Ich gebe zunächst die Werte für den Glühelktronenstrom der unbelasteten Legierungen bei einer Temperatur von 1100°C , bezogen auf die Oberfläche

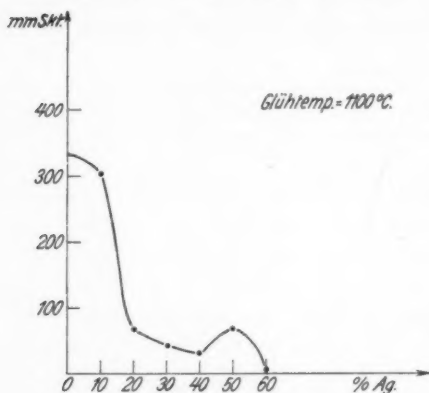


Fig. 3. Glühelktronenemission unbelasteter Pd-Ag-Legierungen

ein Drahtes von 50 mm Länge und 0,3 mm Durchmesser. Im übrigen sind die Versuchsbedingungen dieselben wie beim reinen Pd (S. 429/430). Die erhaltenen Werte sind in Fig. 3 wiedergegeben. Sie sind nach etwa 300 intermittierenden und folgenden Dauerglühungen von 5, 10, 15, 30 und 60 Min. als bleibender Endausschlag bei dem erreichbaren Entgasungszustand erhalten.

Die Messungen an der Legierung mit 20% Ag waren sehr schwierig, da die Drähte durchweg schon nach wenigen Glühungen durchbrannten. Aus den Messungen folgt:

Die glühelktrische Elektronenemission der unbelasteten Pd-Ag-Legierungen zeigt für die Legierung mit 40% Ag ein Minimum.

Gleichzeitig mit der Elektronenmessung wurde der + Ionenstrom bestimmt. Derselbe fällt bei allen Präparaten nach einer Reihe von 10–20 intermittierenden Glühungen schnell auf Null. Die Fig. 4 gibt die bei der zweiten Glühung jedesmal gemessene Ionenemission wieder. (Die erste Glühung diente zur Temperatureinstellung.)

Die Meßreihe zeigt ein Minimum bei der Legierung mit 30% Ag. Daß die Legierungen mit 40 und 50% Ag so starke Ionenemission zeigen, kann daran liegen, daß sie adsorbierte Gase, die ionisiert

werden, beim Glühen schneller und darum in größerer Menge abgegeben oder daß bei der Versuchstemperatur von 1100°C schon Silberionen verdampfen. Gegen letztere Annahme spricht allerdings die Tatsache, daß die Ionenemission bei der Legierung mit 60% Ag wieder stark sinkt. Es ist noch zu bemerken, daß die Werte der + Ionenemission nur in ihrem ungefähren Lauf reproduzierbar sind. Adsorbierte Gase und Salze an der Oberfläche, die bei der Versuchstemperatur schon dissoziiert werden und verdampfen, sind hauptsächlich für die Ionenemission verantwortlich zu machen. Beide Größen sind aber naturgemäß bei jeder Versuchsreihe verschieden.

Sodann wurde die Glühelktronenemission der mit Wasserstoff kathodisch beladenen Pd-Ag-Legierungen gemessen. Die Fig. 5 gibt die jeweils beim Glühen erhaltenen maximalen Ströme wieder. (Versuchsbedingungen wie in Fig. 3.)

Aus den Kurven der Figg. 3 und 5 ergibt sich:

1. Beladung mit Wasserstoff setzt die Elektronenemission bei allen Legierungen der Pd-Ag-Reihe gleichmäßig herauf.
2. Auch bei den beladenen Legierungen zeigt sich für die Legierung 60% Pd—40% Ag ein deutliches Minimum.

Das erste Ergebnis steht in Einklang mit den lichtelektrischen Versuchen, bei denen der absorbierte Wasserstoff den Photostrom für alle Legierungen gleichmäßig erhöht.

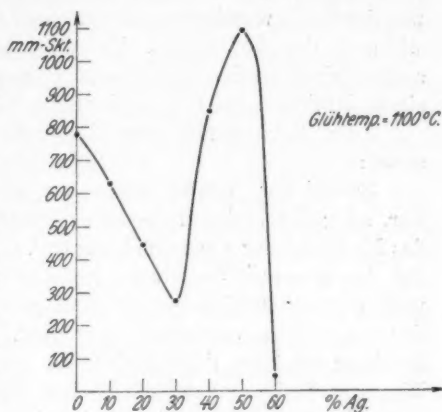


Fig. 4. Ionenemission unbelastener Pd-Ag-Legierungen

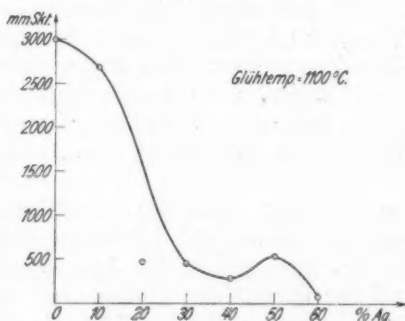


Fig. 5. Glühelktronenemission wasserstoffbeladener Pd-Ag-Legierungen

Parallel mit der Untersuchung der Elektronenemission der wasserstoffbeladenen Pd-Ag-Legierungen wurde die Emission der positiven Ionen gemessen. Die Werte des maximalen Ausschlags schwanken aber noch mehr als bei den unbeladenen Legierungen, was durch die verschiedene Oberflächenbeschaffenheit der Legierungen wie auch dort bedingt ist. Trotz der verschiedenen Werte für den anfänglichen maximalen Ionenstrom zeigt die Kurve einen Gang mit einem Minimum bei den Legierungen mit 30 oder 40% Ag.

Zum Mechanismus der Glühemission ist noch folgendes zu sagen:

Sobald der positive Ionenstrom annähernd auf Null gesunken war, stieg die Elektronenemission merklich an und erreichte schnell das Maximum der Emissionskurve (vgl. den Gang der Kurve in Fig. 1). Bei den wasserstoffbeladenen Drähten war die Ionenemission schon nach etwa 10 Glühungen auf Null gesunken; bei den unbeladenen dauerte es etwa viermal so lange Zeit. Dieser Unterschied ist dadurch zu erklären, daß durch den in atomarer Form aufgenommenen Wasserstoff die Anzahl der freien Elektronen stark erhöht wird (betr. Größenordnung vgl. die Arbeit von J. Wortmann a. a. O.), so daß die Elektronenemission schon nach wenigen Glühungen überwiegt.

Ich habe noch einige, keineswegs auf Vollständigkeit Anspruch erhebende¹⁾ Versuche gemacht, um die Beeinflussung von molekular absorbiertem Wasserstoff, der in geringen Mengen in die Zelle gebracht wurde, auf die Glühelktronenemission der Pd-Ag-Legierungen zu verfolgen. Vorerst sei noch eine Beobachtung mitgeteilt, die ich beim Fortnehmen bzw. Anlegen der flüssigen Luft machte.

Bei der Legierung 60% Pd—40% Ag, deren maximale Elektronenemission unter den genannten Bedingungen 295 Skt. betrug, war nach etwa 150 intermittierenden Glühungen und 5mal je 10 Min. Dauerglühungen der Ausschlag 150 Skt., der konstant blieb und nur durch Glühn bei höherer Temperatur noch weiter herabgedrückt werden konnte. Es wurde nun am Elektrometer der Ausschlag beobachtet, nachdem der Faden 15 Min. dauernd gebrannt hatte. Das Elektrometer stand ruhig. Darauf wurde plötzlich die flüssige Luft weggenommen. Augenblicklich schlug das Elektrometer auf etwa 1000 Skt. aus, um nach 1—2 Sek. schon wieder zu fallen und zum Schluß auf 130 Skt. stehen zu bleiben. Wahrscheinlich werden die geringen Mengen kondensierten Wasserdampfes, die an den glühenden Draht kamen, dort dissoziiert und

1) In dieser Richtung wären Parallelversuche zu einer Arbeit von Bethe, Ztschr. f. Phys. 80. S. 701. 1933, sehr aufschlußreich.

bewirken — vor allem der von der Oberfläche aufgenommene atomare Wasserstoff — den bedeutenden Anstieg der Elektronenausbeute. Die nur oberflächlich gelösten Wasserstoffatome werden dann durch Glühen schnell wieder vertrieben. Oft sank auch zunächst der Elektronenstrom, um nach etwa 1 Sek. auf den höheren Wert anzusteigen. Das ist daher zu erklären, daß hier größere Wasserdampfmengen frei wurden und das die Zelle durchspülende Gas die Temperatur des Drahtes erniedrigte, was auch im Pyrometer zu beobachten war. In diesen Fällen stieg der Elektronenstrom meistens auch nur auf höchstens den doppelten Wert der ursprünglichen Emission, was in gewisser Analogie zu den Versuchen von B. Abendroth (a. a. O.) steht, wo auch nur ganz geringe Mengen eingelassenen Gases die lichtelektrische Emission spontan erhöhten.

Im folgenden Versuch, wo ich durch einen Hahn vor dem U_1 -Rohr, an dem flüssige Luft lag, mehrfach gereinigten Wasserstoff einließ, mußte daher durch eine ähnliche Vorrichtung wie bei Abendroth streng darauf geachtet werden, daß bei laufender Pumpe nur ganz geringe Mengen H_2 in die Zelle kamen, damit der Druck nicht stieg und die Temperatur der Kathode nicht merklich sank.

Ein unbelasteter Pd-Draht hatte nach langem Glühen eine konstante Emission von 160 Skt. (Temperatur des Drahtes $1100^\circ C$, parallel zum Elektrometer 0,5 Megohm). Es wurde nun bei laufender Pumpe etwa 1,5 ccm H_2 eingelassen. Augenblicklich stieg die Elektronenemission auf 490 Skt., also um das Dreifache, sank dann auf 20 Skt., stieg wieder bis 270 Skt. und erreichte bald einen Endwert von 182 Skt.

Es zeigte sich auch hier, daß wenig Gas im Augenblick des Auftreffens auf die glühende Kathode eine bedeutende Steigerung der Glühemission bewirkt. Sobald mehr Gas absorbiert ist, hat die Glühemissionskurve denselben Gang wie bei Drähten mit elektrolitisch aufgenommenem Wasserstoff (vgl. Fig. 1), läuft also von einem gewissen Anfangswert, als der hier der Ausschlag von 20 Skt. zu bezeichnen ist, über ein Maximum, um darauf zu fallen. Dies Maximum ist jedoch in keinem Falle so hoch, wie das im Augenblick des Aufprallens der Wasserstoffmoleküle auf die glühende Kathode. Da der verwandte Wasserstoff gut gereinigt war, ist der erreichte Ausschlag beim Auftreffen der Wasserstoffmoleküle nicht so groß wie beim verunreinigten Wasserdampf im vorigen Beispiel, was in guter Analogie zu den lichtelektrischen Versuchen von Bethe (a. a. O.) ist.

Schließlich wurde noch folgender Versuch ausgeführt. Nachdem ein unbelasteter Pd-Draht gut ausgeglüht war — seine Emission betrug zum Schluß noch 187 Skt. (Elektrometerempfindlichkeit usw. wie oben) —, wurde in die Zelle Wasserstoff eingelassen und der Hahn zur Pumpe geschlossen. In dieser Wasserstoffatmosphäre wurde der Draht bei etwa 300°C 4 Std. belassen. Dann wurde wieder bis zu einem Druck von 10^{-6} mm Hg ausgepumpt und die Glühkurve aufgenommen. Der Ausschlag der Elektronenemission stieg auf maximal 800 Skt., sank dann aber schnell auf 350 Skt. Der Versuch wurde dann abgebrochen. Als diese Kathode beim Aufnehmen der Glühkurve einmal 1 Min. dauernd geglüht wurde und zwar gleich nach Überschreiten des Maximums, sank der Druck so stark, daß Anodenglimmlicht auftrat und erst wieder gut ausgepumpt werden mußte. Es zeigt sich hier, daß molekular absorbierter Wasserstoff schneller entweicht als der im status nascendi atomar aufgenommene Wasserstoff bei elektrolytischer Beladung.

Aus allen Versuchen folgt, daß absorbierter Wasserstoff die Glühemission der Pd-Ag-Legierungen erhöht, unabhängig davon, wie er dem Metall zugeführt wird (elektrolytisch oder durch Diffusion bei hoher Temperatur).

Es steht nun noch die Frage offen, ob diese Erhöhung der Elektronenemission durch eine Erhöhung der Anzahl der freien Elektronen oder durch eine Verringerung der Austrittsarbeit oder durch beides bedingt ist. Zu dem Zwecke wurden die Richardsongeraden aufgenommen, um aus der Verschiebung der Geraden in den verschiedenen Entgasungszuständen etwas über die Änderung beider Größen entnehmen zu können.

Ich habe diese Kurven für reines Pd, das mit Wasserstoff bis zur Sättigung elektrolytisch beladen war, und für zwei Pd-Ag-Legierungen aufgenommen. Da die Legierungen jedoch bald brüchig wurden, erhielt ich nicht genügend Meßpunkte, um die Richardsongeraden in verschiedenen Entgasungszuständen aufnehmen zu können. Soweit ich diese Meßreihen aber verfolgen konnte, z. B. bei der Legierung mit 40% Ag, zeigten die erhaltenen zwei Richardsongeraden dieselben Eigenschaften wie bei reinem Pd.

Im folgenden sind die Richardsongeraden für reines Pd, das mit Wasserstoff bis zur Sättigung elektrolytisch beladen war, wiedergegeben, und zwar für vier Entgasungszustände. Zustand 1 liegt nach fünf intermittierenden Glühungen vor Erreichung des Maximums; Zustand 2 zeigt den Maximalausschlag am Elektrometer bei der jeweiligen Meßtemperatur; Zustand 3 und 4 zeigen den Verlauf der Geraden, nachdem die Emission auf etwa den 4. bzw. 15. Teil

gesunken war. Nach der für die Glühemission gasbeladener Kathoden als gültig angenommenen Emissionsformel

$$i = A T^{1/2} e^{-b/T}$$

[worin $i = n \cdot$ Elektrometerempfindlichkeit ($n =$ Elektrometerrausschlag in mm/Skt.), A und b Konstanten, $T =$ abs. Temperatur] wurden die Werte von $\log n - \frac{1}{2} \log T + 1$ gegen $1/T \cdot 10^6$ aufgetragen und die Geraden der Fig. 6 erhalten. Es wurde bei den Temperaturen 1000, 1030, 1070 und 1100° C gemessen. Über 1100° C wurde

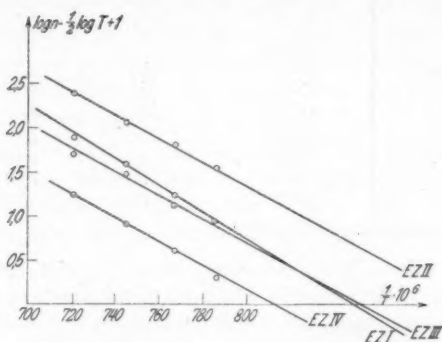


Fig. 6. Richardsongerade für 4 Entladungszustände bei wasserstoffbeladenem Pd

nicht hinausgegangen, weil das Material sonst zu leicht brach. Die folgende Tab. 2 gibt die erhaltenen Werte von n , $\log n - \frac{1}{2} \log T + 1$ bei den verschiedenen Temperaturen und in den vier Entgasungszuständen.

Wie aus der Fig. 6 ersichtlich, sind die Kurven III und IV gegen II (Kurve des maximalen Effekts) nach unten verschoben, was einer Verringerung der Größe A , welche die Anzahl der freien Elektronen wiedergibt, gleichkommt. Indessen sind die Geraden nicht parallel, sondern unter einem Neigungswinkel gegeneinander verschoben, was einer Änderung der Größe b entspricht, welche gleich der Austrittsarbeit ist. Die Werte der Austrittsarbeit in den verschiedenen Entgasungszuständen und die Werte der Größe A sind in der Tab. 3 wiedergegeben. Wir sehen also, daß der Wert der Austrittsarbeit genau dem Gang der Glühkurve (vgl. Fig. 1) entspricht. Daß die Austrittsarbeit im Entgasungszustand 1 höher ist als im Zustand 2, der dem maximalen Effekt entspricht, erklärt sich daraus, daß im Zustand 1 noch adsorbierte Gase vorhanden sind, welche die Elektronenemission hemmen. Bei der Legierung

Tabelle 2

Entgasungs- zustand	Glühtemperatur in Grad C	Ausschlag in mm/Skt.	$\log n$ $-\frac{1}{2} \log T + 1$
1	1000	32	0,95
	1030	64	1,25
	1070	138	1,58
	1100	286	1,89
2	1000	144	1,61
	1030	232	1,81
	1070	476	2,11
	1100	892	2,38
3	1000	8	0,35
	1030	51	1,14
	1070	113	1,49
	1100	192	1,71
4	1000	7	0,29
	1030	15	0,62
	1070	30	0,91
	1100	66	1,25

1 mm/Skt. = $1,25 \cdot 10^{-6}$ Amp.

mit 40 % Ag, die sich schneller entgasen läßt, ist daher auch die Austrittsarbeit im Zustande 1 kleiner als beim reinen Pd, während im Zustand 2 das Gegenteil der Fall ist.

Zweitens ist aber für das Sinken der Elektronenemission im Laufe des Glühprozesses auch das Sinken der Größe A verantwortlich. Daß A im Zustand 3 und 4 nicht noch mehr abfällt, sondern noch anzusteigen scheint, ist folgendermaßen zu erklären: Im Laufe des intensiven Glühprozesses werden auch die im Innern des Pd-Drahtes absorbierten Wasserstoffatome durch die Glühtemperatur zu freien Elektronen dissoziiert und nach Diffusion an die Oberfläche an der Emission beteiligt, so daß die Anzahl der freien Elektronen auf der Oberfläche nicht beträchtlich sinkt, solange noch absorbierten Wasserstoff im Innern vorhanden ist. Die Anzahl der freien Elektronen kann durch intensives Glühen sogar so vermehrt werden, daß trotz Erhöhung der Austrittsarbeit die Elektronenemission wieder ansteigt. Dies wurde durch folgenden Versuch nachgewiesen: Es wurde im Entgasungszustand 4 bei einem andern wasserstoffbeladenen Pd-Draht etwa 10 Sek. bei einer Temperatur von 1300° C geglüht, dann etwa 5 Min. lang bei laufender Pumpe gewartet und wieder bei 1100° C gemessen. Die Emission stieg dabei oft noch über den Wert des Maximums im Entgasungszustand 2. Zweitens läßt sich das leichte Steigen von A im Entgasungszustand 3 und 4 dadurch erklären, daß die Ermittlung von A besonders leicht Fehlerquellen unterworfen ist. Erstens wird

die Größe von A durch Reste vorhandener Ionen und etwa aufgetretene Stoßionisation gefälscht. Zweitens hat eine bestimmte Änderung von b einen viel stärkeren Einfluß als eine im gleichen Verhältnis stehende Änderung von A . b wird errechnet aus dem Verhältnis der Ströme bei zwei bestimmten Temperaturen, während A erhalten wird aus dem Wert der Elektronenemission bei einer Temperatur. Wegen der mit der optischen Temperaturmessung verbundenen Ungenauigkeit von etwa 3 % und kleinen Fehlern der Elektrometerablesung liegen die zur Ermittlung der Richardsongeraden errechneten Punkte nicht genau auf einer Geraden, so daß man etwas verschiedene Werte für A erhält je nach der Gleichung, in welche man die Meßwerte einsetzt. Da b im Exponenten steht, gibt ein kleiner Fehler in der Bestimmung von b einen enormen Fehler in der Ermittlung von A . Richardson¹⁾ fand z. B., daß bei Änderung von b um 10 % die Größe von A um zwei Zehnerpotenzen variiert. (Eine weitere Fehlerquelle ist noch möglich, wenn b eine lineare Funktion von T ist. Ein Teil der Konstanten A ist dann durch den Temperaturkoeffizienten von b mitbestimmt.)

Aus den wegen der Brüchigkeit des Materials nicht genügend weit verfolgten Werten für die Richardsongeraden der Legierungen sei noch der Wert der Austrittsarbeit bei der Legierung 60 % Pd bis 40 % Ag im Entgasungszustand 1 und 2 mitgeteilt. Der Entgasungszustand 2 ist auch hier der des maximalen Effekts. Vor Erreichung des Zustandes 3 brannten die Kathoden durch. Es ergaben sich $b_1 = 3,65 \cdot 10^4$ entsprechend $\varphi_1 = 3,14$ Volt und $b_2 = 3,45 \cdot 10^4$ entsprechend $\varphi_2 = 2,97$ Volt. Es ergibt sich, daß die Austrittsarbeit bei der Legierung mit 60 % Pd bis 40 % Ag im Zustand 2 höher ist als bei reinem Pd entsprechend dem Verlauf der Kurve in Fig. 5.

Tabelle 3
Austrittsarbeit des wasserstoffbeladenen Pd

Entgasungszustand	A	b	Austrittsarbeit φ in Volt
1	$2,29 \cdot 10^{36}$	$3,92 \cdot 10^4$	3,37
2	$5,36 \cdot 10^{34}$	$3,24 \cdot 10^4$	2,79
3	$1,53 \cdot 10^{35}$	$3,58 \cdot 10^4$	3,08
4	$8,75 \cdot 10^{35}$	$4,01 \cdot 10^4$	3,45

1) O. W. Richardson, Phil. Trans. [A] 201. S. 542. 1903.

Aus diesen Versuchen gewinnen wir folgendes Resultat:

Der Verlauf der Kurve für die Glühelctronenemission bei wasserstoffbeladenem Palladium wird im wesentlichen durch den Gang der Werte für die Austrittsarbeit in den verschiedenen Entgasungszuständen bestimmt.

Außerdem sinkt im Laufe des Glühprozesses auch die der Anzahl der freien Elektronen proportionale Größe A .

§ 5. Diskussion der Ergebnisse

Zunächst gebe ich eine Übersicht über die Eigenschaften der Pd-Ag-Legierungen in den folgenden beiden Tabellen 4 und 5; Beim Vergleich der verschiedenen Eigenschaften untereinander ist zu berücksichtigen, daß der Photostrom von gebundenen Elektronen herrührt, der thermoelektrische, der Hall-, der Glühelctronenstrom und ebenso die elektrische Leitfähigkeit von freien Elektronen getragen werden. Ferner bezieht sich der Glühelctronenstrom auf 1100°C , der thermoelektrische Strom auf 100° gegen 20°C , während die übrigen Messungen bei Zimmertemperatur durchgeführt wurden. Unter diesen Umständen ist ein genauer Parallelismus nicht zu erwarten. Immerhin ist bemerkenswert, daß bei fast allen Versuchen die ausgezeichnete Stellung der 40%igen Ag-Legierung deutlich zum Vorschein kommt. Das gilt auch für die aus der Sommerfeldschen Theorie berechneten Werte der Anzahl der Leitungselektronen n , der freien Weglänge $l(v)$ und der mittleren Geschwindigkeit v_m bei den unbeladenen Legierungen; bei den beladenen ist das Minimum von n und v_m nach 60% Ag verschoben.

Tabelle 4

Unbeladene Pd-Ag-Legierungen

	Maximum bei 40% Ag
Lichtelektrischer Strom	40 "
Thermoelektrischer Strom (Legierung gegen Pd)	" " 40 "
Hallkonstante	" " 40 "
Elektrische Leitfähigkeit	Minimum " 40 "
Thermische Leitfähigkeit ¹⁾	" " 40 "
Glühelctronenstrom	" " 40 "
Anzahl der Leitungselektronen ²⁾ n	" " 40 "
Freie Weglänge $l(v)$ ²⁾	" " 40 "
Mittlere Geschwindigkeit v_m ²⁾	" " 40 "

1) Vgl. F. A. Schulze, Phys. Ztschr. 12. S. 1028. 1911 und A. Sieverts, Ztschr. f. anorg. Chem. 92. S. 329. 1915; vgl. auch W. Geibel, Ztschr. f. anorg. Chem. 69. S. 38. 1911; 70. S. 240. 1911.

2) Berechnet von J. Wortmann (a. a. O.) nach den Formeln der Sommerfeldschen Elektronentheorie der Metalle.

Tabelle 5

Mit Wasserstoff gesättigte Pd-Ag-Legierungen

Lichtelektrischer Strom	Steigerung gegenüber unbeladenem Zustand	Maximum bei 40% Ag
Thermoelektrischer Strom	Steigerung gegenüber unbeladenem Zustand	" " 40 "
Hallkonstante	Erniedrigung gegenüber unbeladenem Zustand	Maximum der prozent. Erniedrig. bei 40% Ag
Elektrische Leitfähigkeit	Erniedrigung gegenüber unbeladenem Zustand	Größte prozent. Erniedrigung bei 100% Pd
Glühelektronenstrom	Erhöhung gegenüber unbeladenem Zustand	Minimum bei 40% Ag
Anzahl der Leitungselektronen	Erhöhung gegenüber unbeladenem Zustand	" " 60 "
Freie Weglänge	Erniedrigung gegenüber unbeladenem Zustand	" " 40 "
Mittlere Geschwindigkeit	Erhöhung gegenüber unbeladenem Zustand	" " 60 "

I. Unbeladene Legierungen:

Da die Zahl der freien Elektronen und die freie Weglänge bei 40% Ag ein Minimum ist, so folgt, daß die Leitfähigkeit und der Glühelektronenstrom (bei letzterem ist allerdings noch die Austrittsarbeit zu berücksichtigen) ein Minimum und die Hallkonstante, die umgekehrt proportional n ist, ein Maximum haben müssen. Das letztere gilt auch für den thermoelektrischen Strom (gemessen Leg. gegen Pd), da bei 40% Ag die Differenz der Zahl der Elektronen in den beiden Metallen am größten ist. Das Maximum des Photostroms bei 40% Ag läßt sich unter der Annahme erklären, daß bei dieser Legierung, die ein Minimum an freien Elektronen hat, die Zahl der gebundenen Elektronen ein Maximum ist. Die Zahl der gebundenen Elektronen bestimmt aber die Größe der lichtelektrischen Emission. Ob die Austrittsarbeit für diese Legierung ein Minimum hat, muß noch durch quantitative Untersuchungen geklärt werden.

II. Beladene Legierungen:

Wasserstoff erhöht die Zahl der freien Elektronen, setzt aber die freie Weglänge herab. Der Wasserstoff wirkt also lockernd auf die Atome, aber hindernd auf die Bewegung der Elektronen. Wegen der Zunahme der Zahl der freien Elektronen nach Aufnahme von Wasserstoff wird die Hallkonstante kleiner und wegen der Abnahme der freien Weglänge wird trotz der Zunahme der Zahl der freien Elektronen (Leitungselektronen) die Leitfähigkeit durch Wasserstoff erniedrigt. Daß ein Thermostrom zwischen beladenem und unbeladenem Metall auftritt, läßt sich wohl daraus erklären, daß sowohl

die Anzahl der freien Elektronen als auch deren mittlere Geschwindigkeit sich durch Aufnahme von Wasserstoff ändert. Die große Änderung der Leitfähigkeit beim reinen Pd nach Beladung mit Wasserstoff kommt daher, daß die absorbierte Menge des Wasserstoffs beim reinen Pd ein Maximum zeigt.

Die Elektronentheorie vermag also die mit der Änderung der Aufnahme und Konzentration des absorbierten Wasserstoffs eintretende Änderung der elektrischen Eigenschaften der Legierungen aufzuklären. Es klappt jedoch ein Widerspruch, worauf schon W. Kaufmann und J. Wortmann¹⁾ aufmerksam gemacht haben, zwischen allen Elektronentheorien der Metalle und der Erfahrung, insofern sich beim reinen Pd die Zahl der Elektronen und die mittlere Geschwindigkeit durch Beladung mit H_2 nicht ändern, aber trotzdem ein Thermostrom zwischen Pd/Pd_{belad.} auftritt.

Dieser Widerspruch läßt sich vielleicht auf folgende Art beseitigen:

Wie Bühl²⁾ nachwies, gibt reines gasfreies Quecksilber beim Zerstäuben nur + -Träger; hieraus schließt er, daß dasselbe im gasfreien Zustand eine + -Oberfläche hat und eine Elektronenwolke an der Oberfläche nicht besteht. Um dies zu erklären, nimmt er an, daß in der äußersten Molekularschicht nur geringe Nahwirkung vorhanden ist, entsprechend dem dort herrschenden geringen inneren Druck der Molekularkräfte, und außerdem, daß die Elektronen durch die Molekularkräfte nach dem Innern gezogen werden. Adsorbierte Gase und unedle im Quecksilber gelöste Metalle geben leichter Elektronen her; es müssen somit hierdurch auch negative Ladungen auf der Oberfläche entstehen, was auch durch Versuche bewiesen wird.

Wir übertragen die Ergebnisse von Bühl auf alle Metalle und haben dann auch auf der Oberfläche von reinem Pd eine + -Schicht, d. h. einen Mangel an Elektronen. Durch Auflösung von Wasserstoff nimmt der lichtelektrische Strom zu; hieraus folgt, daß die langwellige Grenze sich nicht wesentlich verschiebt und daher die Austrittsarbeit ungefähr dieselbe bleibt, daß die Zahl der gebundenen, aber leicht abspaltbaren Elektronen zugenommen haben muß. Aus Gleichgewichtsgründen muß auch die Zahl der freien Elektronen in der Oberfläche größer geworden sein. Diese Anschauung steht mit den Versuchen von Bühl über die Zunahme der Elektronen durch adsorbierte Gase im Einklang. Indem die Elektronen aus dem wasserstoffhaltigen Pd zum reinen Pd destillieren, fließt ein Thermo-

1) W. Kaufmann, Phys. Ztschr. 24. S. 278. 1923; J. Wortmann a. a. O.

2) A. Bühl, Ann. d. Phys. 80. S. 140. 1926., vgl. auch A. Coehn u. E. Duhme, Ztschr. f. Phys. 27. S. 358. 1928.

strom. Da der lichtelektrische Effekt von der Zahl der gebundenen und der Thermostrom von der Zahl der mit diesen im Gleichgewicht stehenden freien Elektronen abhängt, müssen beide Effekte ungefähr parallel verlaufen und durch Wasserstoff verstärkt werden. Das Innere des Palladiums spielt bei beiden Effekten, die reine Oberflächeneffekte sind, keine Rolle. Daher kann im Innern des wasserstoffhaltigen Palladiums die Anzahl der Elektronen und ihre mittlere Geschwindigkeit dieselbe sein, wie im wasserstofffreien Pd; aber trotzdem kann ein Thermostrom fließen. Im Einzelnen dürften die Vorgänge folgender Art sein: Der aufgenommene Wasserstoff lockert die Moleküle, so daß sich mehr freie Elektronen bilden. Im Innern des reinen Palladiums ist die Zahl der freien Elektronen sehr groß, ihre Zunahme durch den gelösten Wasserstoff wird also prozentisch keine allzu große Änderung hervorrufen, d. h. die Zahl der freien Elektronen bleibt im Innern fast unverändert. Auf der Oberfläche, wo ein Mangel an Elektronen herrscht, wird dagegen schon eine kleine Zunahme prozentisch eine große Änderung der Anzahl der freien Elektronen hervorrufen. Bei den Pd-Au- und in noch höherem Maße bei den Pd-Ag-Legierungen, bei denen die Zahl der freien Elektronen auch im Innern kleiner ist, muß sich der Einfluß des Wasserstoffs auch im Innern kenntlich machen, wie das auch die Versuche von Wortmann zeigen.

Die Sommerfeldsche Formel für den Thermostrom gilt nur für reine Metalle; für Metalle, deren Oberfläche irgendwie verändert ist, muß sie modifiziert werden. Hierdurch würde der oben erwähnte Widerspruch zwischen Theorie und Erfahrung beseitigt werden.

Eine Übertragung der für den Glühelektronenstrom gewonnenen Ergebnisse (Zunahme von n und Erniedrigung der Austrittsarbeit durch Wasserstoffabsorption) auf den Photostrom ist starken Bedenken unterworfen, solange nicht neue Versuche in dieser Richtung unternommen sind. Denn im Falle des Photostroms haben wir es ja mit gebundenen Elektronen zu tun. Es bestehen jedoch keine Bedenken gegen die Annahme, daß durch das Vorhandensein von Wasserstoff die Abspaltung von Elektronen begünstigt, oder anders ausgedrückt, der Dissoziationsgrad der Atomelektronen, als freie Elektronen durch das Vorhandensein von Wasserstoff erhöht wird.

Zusammenfassung

1. Absorbierter Wasserstoff erhöht die glühelektrische Emission aller Pd-Ag-Legierungen.
2. Die Legierung 60% Pd—40% Ag ist auch hier ausgezeichnet, und zwar zeigt sie analog zu den Kurven für Leitfähigkeit und

Halleffekt gasbeladener Pd-Ag-Legierungen ein absolutes Minimum. Ein Parallelismus zur Kurve der elektrolytischen Wasserstoffabsorption besteht also nicht.

3. Die Erhöhung der Glühelktronenemission infolge der Wasserstoffabsorption ist bedingt durch eine Vergrößerung der Anzahl der freien Elektronen und durch eine Erniedrigung der Austrittsarbeit.

4. Der Wert der der Anzahl freier Elektronen proportionalen Größe A und der Wert für die Austrittsarbeit werden in den verschiedenen Entgasungszuständen aus den Richardson-geraden berechnet. Es wird dabei festgestellt, daß — soweit dies zu verfolgen war — hauptsächlich die Änderung der Austrittsarbeit den Gang der Emissionskurve bestimmt.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die durch Gewährung eines Forschungsstipendiums die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte, sei auch an dieser Stelle herzlichster Dank gesagt.

Ferner danke ich aufrichtig Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. G. C. Schmidt für das der Arbeit entgegengebrachte fördernde Interesse.

Münster i. W., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 6. Januar 1935)

**Ausbeutekoeffizienten, Intensitätsverhältnisse
und Absorptionswahrscheinlichkeiten
in der L-Serie der Schwerelemente**

Von Hans Küstner und Enno Arends

(Aus dem Laboratorium für Medizinische Physik der Universität Göttingen)

(Mit 9 Figuren)

Läßt man monochromatische Röntgenstrahlen abnehmender Wellenlänge auf ein Element fallen, so setzt beim Überschreiten jeder einzelnen der drei L-Bandkanten L_{III} , L_{II} und L_I die Emission ganz bestimmter Serienlinien ein. Mißt man in einwandfreier Weise die Luftionisation durch die Primär- wie Sekundärstrahlen, so lassen sich sehr interessante Aufschlüsse über die Intensitätsverhältnisse der von L_{III} , L_{II} und L_I angeregten Teilsereien, über die Ausbeutekoeffizienten der einzelnen L-Niveaus und über die Absorptionswahrscheinlichkeiten gewinnen. Meßergebnisse liegen über die genannten Fragestellungen überhaupt nicht oder nur in so spärlicher Zahl vor, daß sie hier übergangen werden können; sie sollen im Zusammenhang mit den Ergebnissen besprochen werden, die die vorliegende Untersuchung der Verfasser liefert.

I. Meßanordnung und sekundärstrahlende Elemente

Als Meßanordnung diente dieselbe, die der eine von uns¹⁾ kürzlich benutzte, um die Ausbeutekoeffizienten der K-Serie zu bestimmen. Die nach dem Filterdifferenzverfahren von Küstner²⁾ hergestellte monochromatische Strahlung trat, nach Durchsetzen zweier Blenden, durch ein dünnes Cellophanfenster im Zenith einer halbkugelförmigen Luftionisationskammer von 20 cm Radius in diese ein und verließ sie durch ein Cellophanfenster in ihrem Mittelpunkt. Hinter letzteres konnten die Sekundärstrahler gebracht werden. Die Dicke des Cellophanfensters zeigt Tab. 1. Sie richtete sich nach der Wellenlänge der Primärstrahlung und war selbst so bemessen, daß alle Elektronenstrahlung völlig unterdrückt wurde. Eine zweite ebenso große Halbkugelkammer sowie eine Uranionisationskammer mit feinregulierbarer Aktivität lagen in Kompensationsschaltung zur Meßkammer und unterdrückten weitgehend die störende Wirkung von Höhenstrahlung und radioaktiver Strahlung. Die Aufladungen des Wulfschen Faden-

elektrometers wurden mit Hilfe eines Harmsschen Kondensators kompensiert; die hierfür erforderliche Spannung diente als Maß für die Ionisationen. Für die erreichte Meßgenauigkeit ist von ausschlaggebender Bedeutung, daß Primär- und Sekundärstrahlung stets unter völlig gleichen Bedingungen in derselben Kammer gemessen wurden.

Tabelle 1
Dicke der Cellophanfenster

Wellenlängenbereich in Å	Cellophandicke d in cm
$\lambda_p > 0,7$	0,0025
$0,7 > \lambda_p > 0,43$	0,0050
$0,43 > \lambda_p > 0,38$	0,0080
$0,38 > \lambda_p$	0,0105

Tabelle 2
Die Sekundärstrahler

Strahler	Lieferant	Beschaffenheit	Reinheitgrad
Ta 73	S. & H.	Blech 0,2 mm	etwa 99,9%
W 74	S. & H.	Blech 0,2 mm	
Ir 77	H.	Blech 0,2 mm	chemisch rein
Pt 78	H.	Blech 0,05 mm	chemisch rein
Au 79	H.	Blech 0,025 mm	chemisch rein
Pb 82	K.	Blech 0,32 mm	pro analysi
Bi 83	K.	Blech 1,5 mm	99,9% (Ag + Fe etwa 0,03%)

S. & H. = Siemens & Halske; H. = W. C. Heraeus, Hanau;

K = Schering-Kahlbaum, Berlin.

Über die Strahler gibt Tab. 2 Aufschluß. Die Ta- und W-Bleche sind ein Geschenk des Herrn Generaldirektor v. Buol; die Ir- und Pt-Bleche hat uns die Firma W. C. Heraeus freundlichst geliehen. Wir bringen für diese großzügige Unterstützung unserer Arbeit unseren allerwärmsten Dank zum Ausdruck.

II. Die Absorption der Schwerelemente im Bereiche der *L*-Serie ist von verschiedenen Forschern für einzelne Elemente untersucht worden. Diese Ergebnisse hat Küstner³⁾ in einem Bericht über eigene Messungen an 10 Elementen zwischen Ba (56) und U (92) zusammengestellt. Seitdem hat Wolf⁴⁾ über Beobachtungen an Ag (47), Pt (78) und Au (79) berichtet, die er nach einer spektrographisch-photometrischen Methode ausführte. Alle diese Ergebnisse zeigen, insbesondere hinsichtlich der Sprünge an den Bandkanten, außerordentlich starke Abweichungen voneinander. Demgegenüber weisen die Werte von Küstner³⁾ für die Bandkantensprünge nur recht kleine Abweichungen

von glatten Kurven auf; und auch seine Werte von $\log \tau/\rho$, in Abhängigkeit von $\log \lambda$ aufgetragen, liegen geradezu vorbildlich auf Geraden, sehr im Gegensatz zu den Werten der meisten anderen Autoren. Es wurden nun die damaligen Beobachtungen Küstners³⁾ nach dem von ihm⁵⁾ angegebenen Verfahren auf reine $K_{\alpha\alpha}$ -Wellenlängen korrigiert und die Gleichungen für die den einzelnen Absorptionsästen im logarithmischen Diagramm entsprechenden Geraden nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Die Ergebnisse zeigt Tab. 3 für den Exponenten n von λ . Da die Richtung jeder Geraden nur durch 2 bis 4 Meßpunkte festgelegt ist, so kann die Übereinstimmung der Werte als

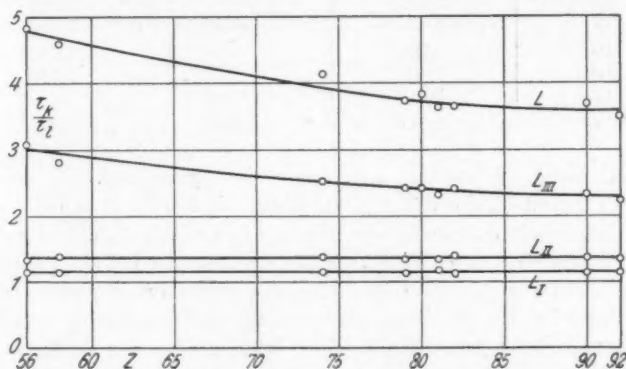


Fig. 1. Die Absorptionssprünge an den Bandkanten der L-Serie

befriedigend angesehen werden. Auffällig ist die Übereinstimmung der Mittelwerte für den kurzwelligsten und den langwelligsten Ast. Da zwischen L_I und L_{II} nur je 1 Meßpunkt lag, so kann hier über n nichts ausgesagt werden. Legt man diesen kleineren Ast den anderen parallel, so erhält man für den Sprung, d. h. für das Verhältnis der Absorption an der kurzwelligen und an der langwelligen Seite τ_k/τ_l an den L_I , L_{II} - und L_{III} -Kanten sowie für den gesamten L-Sprung die Ergebnisse der Fig. 1. Wie man sieht, schließen sich die Punkte recht befriedigend glatten Kurven an. In Sonderheit scheinen der L_I - und der L_{II} -Sprung unabhängig vom Element zu sein. Für diese gilt

$$(1) \quad \begin{cases} \left(\frac{\tau_k}{\tau_l} \right)_I = 1,154 \pm 2,1\% \\ \left(\frac{\tau_k}{\tau_l} \right)_{II} = 1,373 \pm 3,1\% \end{cases}$$

Von den Elementen der Tab. 3 wurde nur Au in Form metallischer Müllerfolien verwendet. Bei den anderen Elementen waren möglichst leichtatomige Verbindungen in Filterpapier aufgelöst und

Tabelle 3

Exponent n für $\frac{\tau}{\rho} = K \cdot \lambda^n$

Bereich	$\lambda < \lambda_I$	$\lambda_{II} < \lambda < \lambda_{III}$	$\lambda_{III} < \lambda$
Element	n	n	n
U	2,422	2,462	2,591
Th	2,514	2,539	2,756
Pb	2,426	2,792	2,607
Tl	2,490	2,827	2,490
Hg	2,497	2,868	2,401
Au	2,407	—	2,591
W	2,627	2,443	2,560
Ce	2,585	—	2,113
La	2,601	—	2,345
Ba	2,545	—	—
Mittel:	2,511	2,655	2,494

gut getrocknet. Allerdings war, wegen der hygroskopischen Eigenschaften derselben, die Wägung und daher die Bestimmung der Masse pro Flächeneinheit und damit die Festlegung von τ/ρ nicht sehr genau. Da indessen stets jeder Filtersatz für die Messung bei allen Wellenlängen diente, so konnte dieser Umstand weder das Ergebnis für n noch dasjenige für die Bandkantensprünge ändern, um derentwillen die ganze Untersuchung durchgeführt wurde: denn ein Fehler in der Massenbestimmung verschiebt den ganzen an den Kanten gebrochenen Kurvenzug nur parallel zur Ordinate $\log \tau/\rho$, ohne den Abstand der einander nahezu parallelen Äste zu ändern. Aus diesem Grunde ist ein Fehler in der Massenbestimmung auch ohne Einfluß auf das Verhältnis τ_1/τ_2 von zwei Absorptionskoeffizienten desselben Elementes, die bei λ_1 und λ_2 auf denselben oder auf verschiedenen Ästen liegen. Gerade dieses Verhältnis τ_1/τ_2 brauchen wir aber sehr nötig für die folgenden Untersuchungen, und zwar auch für Elemente, die in Tab. 3 nicht aufgeführt sind.

Zu brauchbaren Formeln gelangen wir nun auf folgendem Wege. Zunächst setzen wir für alle Elemente und alle Äste, was nach Tab. 3 erlaubt erscheint, den Exponenten n von λ überall gleich 2,500. Weiterhin verschieben wir den ganzen Absorptionskurvenzug im logarithmischen Maßstabe um eine willkürliche Konstante r soweit parallel zu $\log \tau$, daß der auf der kurzwelligen Seite von L_I befindliche a -Ast jedes Elementes für $\log \lambda = 0$ durch $\log r \cdot \tau = 1$ geht. Der zum Intervall zwischen L_I und L_{II} gehörige b -Ast verläuft um den Betrag $\log 1,154 = 0,0622$ parallel darunter, und der zum Intervall zwischen L_{II} und L_{III} gehörige c -Ast abermals um $\log 1,373 = 0,1377$

unter dem b -Ast. Diese drei Äste gehören also allen Elementen gemeinsam an. Da nun aber die L_{III} -Sprünge für alle Elemente verschieden sind, so muß jedes Element für die langwellige Seite von L_{III} einen besonderen, den andern Ästen parallelen d -Ast besitzen; er verläuft um den Betrag $\log \tau_k/\tau_i$ unter dem c -Ast, wobei man τ_k/τ_i für die L_{III} -Kante aus Fig. 1 entnehmen kann. Aus diesem Diagramm findet man sofort für ein beliebiges Element zu zwei gegebenen Werten λ_1 und λ_2 die zugehörigen Werte $\log r \cdot \tau_1$ und $\log r \cdot \tau_2$ und aus ihrer Differenz $\tau_1:\tau_2$; man muß sich nur überzeugen, auf welchem der vier Äste λ_1 und λ_2 liegen (in Fig. 8 ist diese Darstellungsweise für Pt und Ir gewählt). Rechnerisch erhält man für die verschiedenen Äste die Beziehungen:

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \lambda < \lambda_I & \log r \cdot \tau = 2,5 \log \lambda + 1 \\ \lambda_I < \lambda < \lambda_{II} & \log r \cdot \tau = 2,5 \log \lambda + 0,9378 \\ \lambda_{II} < \lambda < \lambda_{III} & \log r \cdot \tau = 2,5 \log \lambda + 0,8000 \\ \lambda_{III} < \lambda & \log r \cdot \tau = 2,5 \log \lambda + h(Z) \end{array} \right.$$

Dabei ist $h(Z)$ für die verschiedenen Elemente in Tab. 4 zusammengestellt.

Tabelle 4

Element	$h(Z)$
Ta	0,3935
W	0,3967
Ir	0,4068
Pt	0,4099
Au	0,4131
Pb	0,4221
Bi	0,4243

III. Die Intensitätsverhältnisse der L -Serienlinien bei Erregung mit Kathodenstrahlen

sind von verschiedenen Forschern untersucht worden. Alle arbeiteten mit Spektralapparat, und zwar Hicks⁶⁾, Andrew⁷⁾, Duane und Patterson⁸⁾, sowie Allison und Armstrong¹⁰⁾ mit Ionisationskammer, Bötzkies⁹⁾ sowie Nishina und Ray¹¹⁾ mit photographischer Platte und Jönsson¹²⁾ mit der Geigerschen Zählkammer. Ihre Ergebnisse sind in Tab. 5 zusammengestellt. Dabei sind, nach einem von Lindh¹³⁾ im Anschluß an Coster und Wentzel gegebenen vollständigen Niveauschema die Serienlinien nach den L_{III} -, L_{II} - und L_I -Niveaus geordnet, von denen sie angeregt werden. Diese Zusammenstellung zeigt nun insofern nennenswerte Unterschiede, als nach Hicks die an L_{II} und L_I angeregten Linien relativ zu den an L_{III} angeregten wesentlich intensiver sind als nach dem Befunde der anderen Autoren.

Tabelle 5

Die relativen Intensitäten der L -Serienlinien bei Kathodenstrahlerregung

Angeregt an Linie	L_{III}							L_{II}					L_I								Beobachter
	α_1	α_2	l	β_2	β_6	β_7	β_8	β_1	η	γ_1	γ_5	γ_6	γ_2	γ_3	γ_4	β_3	β_4	β_9	β_{10}		
Ta 73	100	10	1,5	40	—	0,8	1,1	103	1,4	32	1,4	0,7	8,5	5,9	2,6	16	11	—	—	H.	
	100	—	—	—	—	—	—	72,3	—	15,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	An.	
	100	10,2	2,4	15,8	—	—	—	59,8	1,1	8,8	—	—	2,4	1,5	5,1	7,1	—	—	—	B.	
W 74	100	10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	D. u. P.	
	100	10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	A. u. A.	
	100	10	—	—	—	—	—	43	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	N. u. R.	
Pt 78	100	11,5	3,2	20,0	1,0	—	0,2	51,8	1,3	9,1	0,4	0,3	2,0	1,5	0,6	8,2	5,2	0,7	0,7	J.	
	100	11,4	3,4	22,7	1,5	—	—	50,8	1,5	11,1	—	—	—	—	—	8,2	5,2	—	—	J.	
Th 90	100	12	3,6	26	1,4	0,5	62	1,8	14	0	5,3	1,5	0	3,3	—	—	—	—	—	All.	
U 92	100	11	2,4	28	1,6	0,4	6,4	49,4	1,0	12	0	2,2	1,4	1,5	0	4,2	4,1	—	—	All.	

H. = V. Hicks^{*)}; An. = V. J. Andrew^{*)}; B. = Böttskes^{*)}; D. u. P. = W. Duane und R. A. Patterson^{*)}; A. u. A. = S. Allison und A. Armstrong¹⁹⁾; N. u. R. = Y. Nishina und B. B. Ray¹¹⁾; J. = A. Jönsson¹⁹⁾; All. = S. Allison, vgl. Lindh¹⁹⁾, S. 279 u. 280.

Demgegenüber stimmen die relativen Intensitäten der an derselben Bandkante angeregten Linien bei allen Autoren einigermaßen überein.

Wir wollen uns nun insofern auf diese Ergebnisse stützen, als wir voraussetzen, daß auch bei Erregung durch Röntgenstrahlen für die in demselben Niveau angeregten Linien dieselbe Intensitätsverteilung bestehe wie bei Erregung durch Kathodenstrahlen. Wir sind hierzu gezwungen, da wir ja bei unserem Verfahren stets die Ionisation durch alle von demselben Niveau angeregten Linien messen und diese nicht trennen können. Nur auf Grund eines gegebenen Intensitätsverhältnisses können wir die mittlere Wellenlänge und Absorption solcher Linien berechnen, die von derselben Kante angeregt werden und dabei auf demselben Absorptionsast des Elementes liegen, in dem sie entstehen. Es sei aber von vornherein betont, daß etwas veränderte Annahmen über die Intensitätsverteilung unsere Ergebnisse so gut wie gar nicht beeinflussen, da innerhalb jeder Teilsreihe die von den intensivsten Linien entferntesten Linien meist recht schwach sind und so nur wenig Einfluß auf die mittlere Wellenlänge haben. Demgegenüber werden unsere Versuche zeigen, daß die Intensitätsverhältnisse der einzelnen Teilserien zueinander und auch ihre Abhängigkeit von der Atomnummer bei Röntgenstrahlerregung eine ganz andere Gesetzmäßigkeit zeigen als bei Kathodenstrahlerregung.

^{*)} Die Zahlenwerte von Hicks sind seiner Veröffentlichung entnommen. Böttskes zitiert andere Werte, die hiervon abweichen.

Tabelle 6

Wellenlängen der Bandkanten und Linien, nach Absorptionsästen geordnet

Beobachter	Ast u. Linie	Wellenlängen für die Elemente						Relative Intensität
		Ta 73	W 74	Ir 77	Pt 78	Au 79	Pb 82	Bi 83
H.	λ_I	1,057	1,0235	0,9223	0,8914	0,8622	0,7812	0,7559
An.	<i>b</i> -Ast γ_4	1,0624	1,0258	0,926(i)	0,8950	0,8663	0,7836	0,7610
B.	γ_3	1,0971	1,0599	0,9566	0,9256	0,8957	0,8137	0,7874
u. P.	γ_2	1,1029	1,0659	0,9636	0,9317	—	—	—
u. A.	<i>c</i> -Ast γ_2	—	—	—	—	0,9012	0,8182	0,7929
u. R.	<i>d</i> -Ast β_3	1,3041	1,2599	1,1379	1,0995	1,062(i)	0,9660	0,9357
J.	β_4	1,3431	1,2988	1,1764	1,1398	1,1044	1,0047	0,9754
J.	λ_{II}	1,111	1,0717	0,9654	0,9321	0,9009	0,8143	0,7878
All.	<i>c</i> -Ast γ_6	*1,1111	1,0720	*0,9656	*0,9322	0,9012	*0,8144	*0,7879
All.	γ_1	1,1356	1,0963	0,9888	0,9560	0,9246	0,8380	0,8114
e	γ_1	1,1700	1,1292	1,019(i)	0,9855	0,9542	0,8639	0,8378
	<i>d</i> -Ast β_1	1,3242	1,2792	1,1554	1,1176	1,0813	0,9808	0,9500
	η	1,4655	1,4181	1,282(i)	1,2401	1,1995	1,0902	1,0570
	λ_{III}	1,252	1,2129	1,1038	1,0710	1,0382	0,9492	0,9221
	<i>d</i> -Ast β_5	*1,2521	*1,2130	*1,1039	*1,0711	*1,0383	0,9495	0,9223
	β_3	1,2819	1,2420	1,1330	1,0997	1,0680	0,9799	0,9532
	β_3	1,3267	1,2870	1,1717	1,1398	1,1106	1,0188	0,9916
	α_1	1,5188	1,4734	1,3485	1,3103	1,2738	1,1726	1,1415
	α_2	1,5298	1,4844	1,3598	1,3216	1,2850	1,1835	1,1533
	l	1,7242	1,6750	1,537(i)	1,4972	1,4565	1,3466	1,3130

Wir stellen nun in Tab. 6 die von uns benutzten Wellenlängen zusammen. Die Wellenlängen der Bandkanten sind diejenigen von Sandström¹⁴⁾. Die Wellenlängen der Serienlinien wurden Lindh¹⁵⁾ entnommen; dabei wurde berücksichtigt, auf welchem Absorptionsaste sie liegen. Die mit (i) bezeichneten Werte wurden interpoliert, und die mit * bezeichneten Werte wurden etwas erhöht, da sie langwelliger sein müssen als die Bandkante, durch die sie angeregt werden. Die letzte Spalte enthält außerdem die von Jönsson¹²⁾ für *W* beobachteten Intensitätsverhältnisse. Aus Tab. 6 errechnen sich dann die mittleren Wellenlängen und die mittleren Intensitäten der von derselben Bandkante angeregten und auf denselben Absorptionsast entfallenden Liniengruppen, wie sie in Tab. 7 zusammengestellt sind und unseren weiteren Rechnungen für die von derselben Bandkante angeregten Liniengruppen zugrunde gelegt wurden. Dabei zeigt ein Vergleich der Tabellen 6 und 7, daß sich die mittlere Wellenlänge einer Liniengruppe immer nur sehr wenig von derjenigen ihrer intensivsten Linie unterscheidet.

Es erscheint uns nicht völlig sichergestellt, ob bei Au, Pb und Bi die γ_2 -Linie auf den *c*-Ast oder auf den *b*-Ast fällt. Wir haben

Tabelle 7

Mittlere Wellenlängen λ und mittlere relative Intensitäten I der von derselben Bandkante angeregten Liniengruppen, die auf den gleichen Absorptionsast entfallen

Ast		Ta 73	W 74	Ir 77	Pt 78	Au 79	Pb 82	Bi 83
<i>b</i>	λ	1,094	1,057	0,955	0,923	0,889	0,806	0,781
	I	4,08	4,08	4,08	4,08	2,60	2,60	2,60
<i>c</i>	λ	—	—	—	—	0,901	0,818	0,793
	I	—	—	—	—	1,48	1,48	1,48
<i>d</i>	λ	1,320	1,275	1,154	1,116	1,080	0,980	0,950
	I	13,40	13,40	13,40	13,40	13,40	13,40	13,40
<i>e</i>	λ	1,135	1,097	0,989	0,957	0,916	0,838	0,812
	I	9,8	9,8	9,8	9,8	9,8	9,8	9,8
<i>d</i>	λ	1,327	1,301	1,158	1,120	1,084	0,984	0,953
	I	53,1	53,1	53,1	53,1	53,1	53,1	53,1
<i>d</i>	λ	1,488	1,443	1,321	1,284	1,247	1,152	1,117
	I	135,9	153,9	135,9	135,9	135,9	135,9	145,9

angenommen, daß ersteres der Fall sei. Nimmt man dagegen letzteres an, so weichen die Ergebnisse so wenig von denen der anderen Annahme ab, daß der Unterschied weit kleiner ist als die der Meßgenauigkeit entsprechende Unsicherheit.

IV. Das Ergebnis der Ionisationsmessungen (vgl. Fig. 2)

Als Abszisse ist $1/\lambda_p$ aufgetragen, als Ordinate das Verhältnis der Ionisation i_c durch die charakteristische *L*-Strahlung zur Ionisation i_p durch die Primärstrahlung. Die Punkte sind unkorrigierte Meßpunkte. Korrekturen, wie sie der eine¹⁾ von uns bei der Untersuchung der *K*-Serie an den Ionisationskurven anbringen konnte, ließen sich hier nicht anbringen. Denn die Sekundärstrahlung der *L*-Serie besteht aus verschiedenen Liniengruppen, deren Absorption im Metall und im Cellophan durch das Intensitätsverhältnis derselben bedingt wird, und dieses Intensitätsverhältnis muß erst ermittelt werden. Die Kurvenzüge der Fig. 2 stellen daher, besonders im kurzwelligen Gebiet, nur eine Näherung dar. Im langwelligen Gebiete aber, also im Bereiche der Bandkantensprünge, ist die Genauigkeit wesentlich größer, da hier das Cellophan viel dünner war. Die übrigen von Arends errechneten Korrekturen betrugen zusammen höchstens 6‰ und wurden dadurch berücksichtigt, daß sie in den Grundformeln (I) bis (IIIc) (S. 456 und 457) an i_c/i_p angebracht wurden.

Die Primärwellenlängen sind durch das Verfahren vorgeschrieben. Infolgedessen stand für die einzelnen Emissionsäste meist nur eine Primärwellenlänge zur Verfügung; nur beim *c*-Ast von W und Bi

waren es zwei, und beim c-Ast des Pb deren drei. Trotzdem ist es unmöglich, die nur durch einen Punkt belegten Emissionsäste

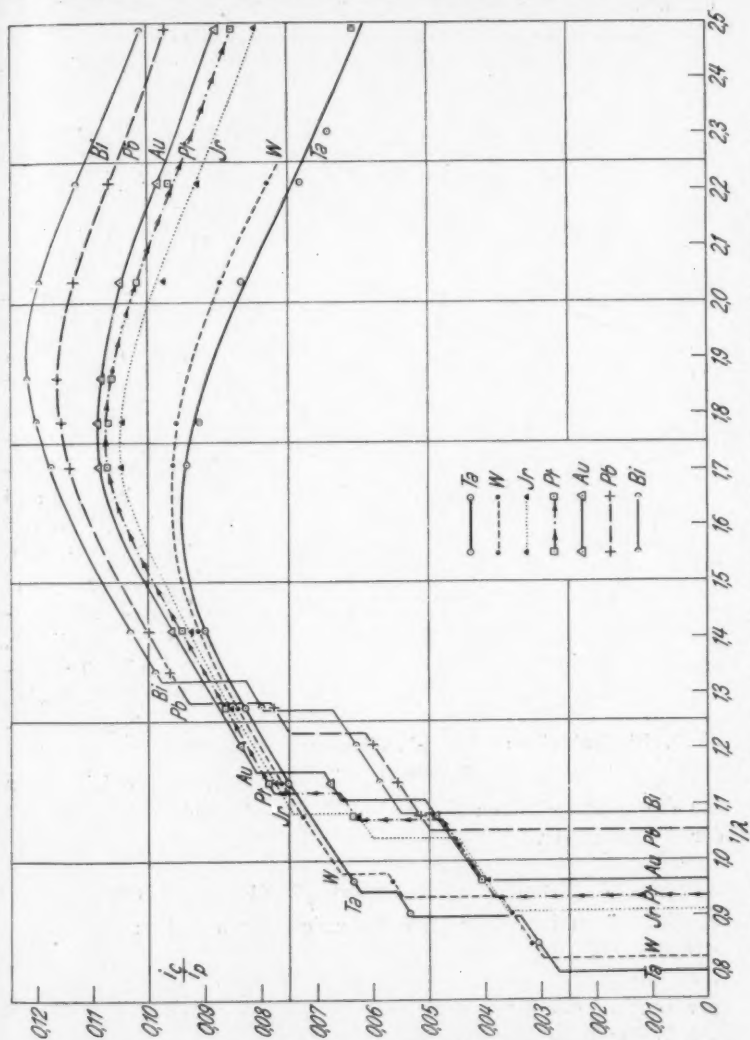


Fig. 2. Die Ionisation durch die charakteristische L-Strahlung in Abhängigkeit von $1/\lambda$

anders als ihren Nachbarästen völlig parallel zu zeichnen, wie das in Fig. 2 geschehen ist. Denn während sich bei Parallelität ein völlig kontinuierliches Fortschreiten der Emissionsintensitäten und

der Emissionssprünge an den Bandkanten von Element zu Element zeigt, würde eine willkürliche Drehung der Äste um den Meßpunkt ein wirres Durcheinander dieser Größen liefern. Entnehmen wir aber

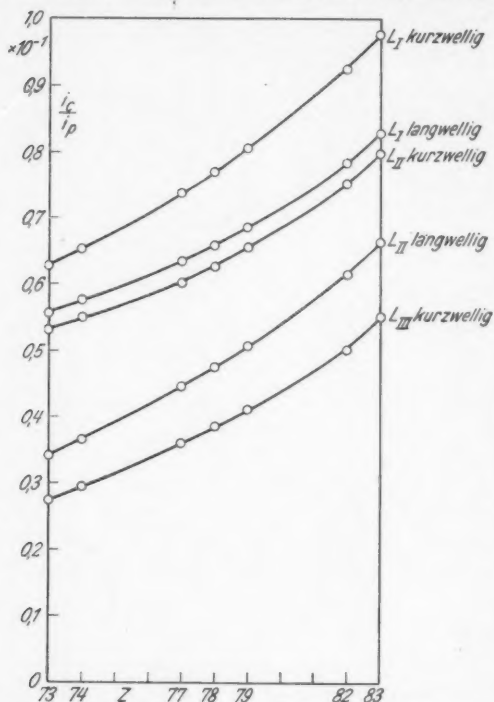


Fig. 3. Die Ionisation an den L -Bandkanten in Abhängigkeit von der Atomnummer

für die entsprechenden L -Schalen einen entsprechenden Gang mit der Atomnummer.

V. Der mathematische Ansatz für die Auswertung

Es mögen im folgenden die Bezeichnungen gelten:

- E Energie,
- I Intensität,
- i Luftionisation,
- λ Wellenlänge,
- ν Frequenz,
- τ Absorptionskoeffizient für den Sekundärstrahler,
- μ Schwächungskoeffizient,

den parallelen Ästen der Fig. 2 die Ionisationswerte an den Bandkanten, und tragen wir diese in Abhängigkeit von der Atomnummer Z auf, wie das in Fig. 3 geschehen ist, so tritt der kontinuierliche Fortschritt von Ionisation und Ionisationssprung sehr deutlich zutage und legt Zeugnis von der erreichten Meßgenauigkeit ab. Dabei fällt ins Auge, daß mit steigender Atomnummer der L_I - und der L_{III} -Ionisationssprung ansteigen, während der L_{II} -Sprung kleiner wird. Wie wir sehen werden, zeigen die Ausbeutekoeffizienten u

$F(\lambda)$ Verhältnis der Ionisation in 20 cm Luftweg bei 18°C und 76 cm Hg zur Energie der in die Luft eintretenden Röntgenstrahlen,

Z Atomnummer,

N Zahl von Quantenprozessen,

R Kammerradius = 20 cm,

d Cellophandicke in cm,

E_i der Integrallogarithmus.

Folgende Indizes bedeuten:

z Cellophan,

L Luft,

p Primärstrahlung,

c die L = Strahlung, soweit sie angeregt ist,

cI , cII , $cIII$ die an der L_I -, L_{II} -, L_{III} -Kante angeregten Liniengruppen,

Ik , IIk , $IIIk$ die kurzwellige Nachbarschaft der L_I -, L_{II} -, L_{III} -Kante,

Il , IIl , $IIIl$ die langwellige Nachbarschaft der L_I -, L_{II} -, L_{III} -Kante,

I , II , III die L_I -, L_{II} -, L_{III} -Kanten oder mit ihnen zusammenhängende Größen,

L_I , L_{II} , L_{III} , M , N ... die L_I -, L_{II} -, L_{III} -, M -, N -... Schalen.

Ferner sollen die verschiedenen Größen und Funktionen zwischen den Kanten

L_{III} und L_{II} (c -Ast) ungestrichen,

L_{II} und L_I (b -Ast) einfach gestrichen, und für

$\lambda < L_I$ (a -Ast) doppelt gestrichen

gekennzeichnet werden.

Weiter bezeichnen wir mit

q_{III} , q'_{III} , q''_{III} den Bruchteil aller, in allen absorbierenden Schalen stattfindenden Absorptionsakte, in dem ein charakteristisches Strahlungsquant durch Anregung der L_{III} -Schale emittiert wird (L_{eIII} -Quant),

q'_{II} , q''_{II} den Bruchteil aller, in allen absorbierenden Schalen stattfindenden Absorptionsakte, in dem ein charakteristisches Strahlungsquant durch Anregung der L_{II} -Schale emittiert wird (L_{eII} -Quant),

q'_I den Bruchteil aller, in allen absorbierenden Schalen stattfindenden Absorptionsakte, in denen ein charakteristisches Strahlungsquant durch Anregung der L_I -Schale emittiert wird (L_{eI} -Quant).

u_{III} Den Bruchteil aller Absorptionsakte in der L_{III} -Schale, in dem ein L_{eIII} -Quant emittiert wird,

u_{II} den Bruchteil aller Absorptionsakte in der L_{II} -Schale, in dem ein L_{eII} -Quant emittiert wird,

u_I den Bruchteil aller Absorptionsakte in der L_I -Schale, in dem ein L_{eI} -Quant emittiert wird.

V
2
2
1
9
3
5
XUM

Tragen wir $\log \tau$ gegen $\log \lambda$ auf, so verlaufen die vier Äste, wie das Fig. 4 schematisch zeigt, unserer Voraussetzung gemäß parallel. Da wir aber immer nur die Absorption durch alle in Frage kommen-

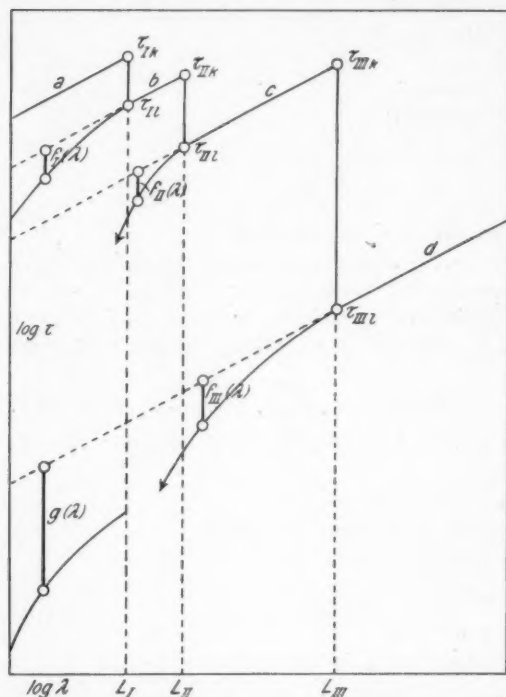


Fig. 4. $\log \tau$ in Abhängigkeit von $\log \lambda$ (schematisch)

den Äste gemeinsam zu messen vermögen, so müssen wir damit rechnen, daß z. B. zwischen L_{II} und L_{III} die wahre Absorption in der L_{III} -Schale, deren obere Grenze der c -Ast darstellt, an ihrer unteren Grenze von der punktierten Verlängerung des d -Astes abweicht. Wir wollen nun annehmen, die ausgezogene Absorptionskurve sinke in unserem Diagramm um den Wert $\log f_{III}(\lambda)$ unter die geradlinige Verlängerung herunter, wobei wir die Bestimmung von $f_{III}(\lambda)$ dem Experiment überlassen und nur voraussetzen, daß sich die Absorption in den $M + N \dots$ -Schalen an der L_{III} -Bandkante stetig ändern möge, daß hier also $f_{III}(\lambda) = 1$ sei. Für die L_{II} - bzw. L_I -Schalen rechnen wir entsprechend mit $\log f_{II}(\lambda)$ bzw. $\log f_I(\lambda)$.

Bezeichnen wir nun mit

$\eta_{III}, \eta_{II}, \eta_I$ das Zahlenverhältnis der Absorptionsakte in der L_{III} - bzw. L_{II} - bzw. L_I -Schale zu den in allen absorbierenden Schalen stattfindenden Absorptionsakten, so wird von

L_{III} bis L_{II} :

$$(3) \quad \eta_{III} = \frac{N_{L_{III}}}{N_{L_{III}} + M + N + \dots} = \left[1 - \frac{\tau_{III l}}{\tau_{III k}} \cdot \frac{1}{f_{III}(\lambda)} \right].$$

L_{II} bis L_I :

$$(4) \quad \eta'_{III} = \frac{N_{L_{III}}}{N_{L_{II} + L_{III} + M + N + \dots}} = \eta_{III} \cdot \frac{\tau_{II l}}{\tau_{II k}},$$

$$(5) \quad \eta'_{II} = \frac{N_{L_{II}}}{N_{L_{II} + L_{III} + M + N + \dots}} = \left[1 - \frac{\tau_{II l}}{\tau_{II k}} \cdot \frac{1}{f_{II}(\lambda)} \right]$$

und für

 $\lambda < L_I$:

$$(6) \quad \eta''_{III} = \frac{N_{L_{III}}}{N_{L_I + L_{II} + L_{III} + M + N + \dots}} = \eta'_{III} \cdot \frac{\tau_{II l}}{\tau_{I k}} = \eta_{III} \cdot \frac{\tau_{II l}}{\tau_{II k}} \cdot \frac{\tau_{II l}}{\tau_{I k}},$$

$$(7) \quad \eta''_{II} = \frac{N_{L_{II}}}{N_{L_I + L_{II} + L_{III} + M + N + \dots}} = \eta'_{II} \cdot \frac{\tau_{II l}}{\tau_{I k}},$$

$$(8) \quad \eta''_I = \frac{N_{L_I}}{N_{L_I + L_{II} + L_{III} + M + N + \dots}} = \left[1 - \frac{\tau_{II l}}{\tau_{I k}} \cdot \frac{1}{f_I(\lambda)} \right].$$

Dann folgt definitionsgemäß für den Bereich von

 L_{III} bis L_{II} :

$$(9) \quad q_{III} = \eta_{III} \cdot u_{III}.$$

 L_{II} bis L_I :

$$(10) \quad q'_{III} = \eta'_{III} \cdot u_{III} = \eta_{III} \cdot u_{III} \cdot \frac{\tau_{II l}}{\tau_{II k}},$$

$$(11) \quad q'_{II} = \eta'_{II} \cdot u_{II}$$

und für

 $\lambda < L_I$:

$$(12) \quad q''_{III} = \eta''_{III} \cdot u_{III} = \eta'_{III} \cdot u_{III} \cdot \frac{\tau_{II l}}{\tau_{I k}} = \eta_{III} \cdot u_{III} \cdot \frac{\tau_{II l}}{\tau_{II k}} \cdot \frac{\tau_{II l}}{\tau_{I k}},$$

$$(13) \quad q''_{II} = \eta''_{II} \cdot u_{II} = \eta'_{II} \cdot u_{II} \cdot \frac{\tau_{II l}}{\tau_{I k}},$$

$$(14) \quad q''_I = \eta''_I \cdot u_I.$$

Es hat nun Arends¹⁾ das Verhältnis der Ionisation durch die charakteristische K-Strahlung zur Ionisation durch die Primärstrahlung für die auch hier benutzte halbkugelförmige Ionisationskammer unter Berücksichtigung der Schwächung und Absorption aller Strahlungen in Luft, in Cellophan und im Sekundärstrahler berechnet. Alle seine Formeln, insbesondere seine Gl. (5) bis (9), lassen sich auch hier verwenden. Nur treten hier, entsprechend den durch die verschiedenen

Bandkanten angeregten Liniengruppen, bei der L -Serie ein, zwei oder drei Summanden im Ergebnis auf, je nachdem, ob wir im Bereich des c -, b - oder a -Astes rechnen. In sinngemäßer Übertragung erhalten wir an Stelle seiner Funktion G :

$$(15) \quad \left\{ \begin{aligned} G_{III} &= \frac{\tau_p}{\tau_{cIII}} \cdot e^{-\mu_{cIII, z} \cdot d} + \left(1 + \frac{\tau_p}{\tau_{cIII}} \cdot \mu_{cIII, z} \cdot d \right) \cdot E i(-\mu_{cIII, z} \cdot d) \\ &- e^{+\frac{\tau_p}{\tau_{cIII}} \cdot \mu_{cIII, z} \cdot d} \cdot E i \left(- \left[1 + \frac{\tau_p}{\tau_{cIII}} \right] \cdot \mu_{cIII, z} \cdot d \right). \end{aligned} \right.$$

Zur Vereinfachung setzen wir weiter

$$(16) \quad H_{III} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_{cIII}} \cdot \frac{F(\lambda_{cIII})}{F(\lambda_p)} \cdot e^{-(\mu_{p, z} \cdot d + \mu_{p, L} \cdot R)}.$$

Dabei beziehen sich

G_{III} und H_{III} allein auf die von L_{III} angeregten Linien; und sinngemäß beziehen sich die für die weitere Rechnung erforderlichen

G_{II} und H_{II} auf die von L_{II} angeregten Linien; an Stelle des Index III tritt überall II;

G_I und H_I auf die von L_I angeregten Linien; an Stelle des Index III tritt überall I.

τ_p ist der Absorptionskoeffizient der Primärstrahlung im Sekundärstrahler; an seine Stelle tritt bei G' (zwischen L_{II} und L_I) der Wert τ'_p , und bei G'' (für $\lambda < L_I$) der Wert τ''_p .

An der L_{II} -Bandkante wird $H'_{III} = H_{III}$, und an der L_I -Bandkante wird $H'_{II} = H_{II}$ und $H'_{II} = H_{II}$.

Nunmehr können wir die Grundformeln für die Auswertung aufstellen. Wir erhalten für den Bereich von

L_{III} bis L_{II} :

$$(I) \quad \frac{i_c}{i_p} = \frac{i_{cIII}}{i_p} = \eta_{III} \cdot u_{III} \cdot \left(\frac{\tau_{cIII}}{\tau_p} \cdot G_{III} \right) \cdot H_{III}.$$

L_{II} bis L_I :

$$(II) \quad \left(\frac{i_c}{i_p} \right)' = \left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)' + \left(\frac{i_{cII}}{i_p} \right)'$$

$$(IIa) \quad \left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)' = \eta_{III} \cdot u_{III} \cdot \left(\frac{\tau_{cIII}}{\tau'_p} \cdot G'_{III} \right) \cdot H'_{III} \cdot \frac{\tau_{IIl}}{\tau_{IIk}}$$

$$(IIb) \quad \left(\frac{i_{cII}}{i_p} \right)' = \eta'_{II} \cdot u_{II} \cdot \left(\frac{\tau_{cII}}{\tau'_p} \cdot G'_{II} \right) \cdot H'_{II},$$

und für

$\lambda < L_I$:

$$(III) \quad \left(\frac{i_c}{i_p}\right)'' = \left(\frac{i_{cIII}}{i_p}\right)'' + \left(\frac{i_{cII}}{i_p}\right)'' + \left(\frac{i_{cI}}{i_p}\right)''$$

$$(IIIa) \quad \left(\frac{i_{cIII}}{i_p}\right)'' = \eta_{III} \cdot u_{III} \cdot \left(\frac{r_{cIII}}{r_p''} \cdot G_{III}''\right) \cdot H_{III}'' \cdot \frac{r_{III}}{r_{IIk}} \cdot \frac{r_{II}}{r_{Ik}}$$

$$(IIIb) \quad \left(\frac{i_{cII}}{i_p}\right)'' = \eta'_{II} \cdot u_{II} \cdot \left(\frac{r_{cII}}{r_p''} \cdot G_{II}''\right) \cdot H_{II}'' \cdot \frac{r_{II}}{r_{Ik}}$$

$$(IIIc) \quad \left(\frac{i_{cI}}{i_p}\right)'' = \eta'_{I} \cdot u_I \cdot \left(\frac{r_{cI}}{r_p''} \cdot G_I''\right) \cdot H_I''.$$

In den Formeln (II) bis (IIIc) sind die Faktoren $\frac{r_c}{r_p} \cdot G \cdot H$ entsprechend den Absorptionsästen, auf denen die von L_{II} oder von L_I angeregten Liniengruppen liegen, in zwei bzw. drei Summanden aufzuspalten, die den Intensitäten der Tab. 7 entsprechen. Bei den von L_I angeregten Linien treten zu den Summanden die Faktoren

$$(17) \quad \frac{I_b}{I_b + I_c + I_d} \quad \text{bzw.} \quad \frac{I_c}{I_b + I_c + I_d} \quad \text{bzw.} \quad \frac{I_d}{I_b + I_c + I_d}$$

und bei den von L_{II} angeregten Linien die Faktoren

$$(18) \quad \frac{I_c}{I_c + I_d} \quad \text{bzw.} \quad \frac{I_d}{I_c + I_d}.$$

Die Grundformeln (I) bis (IIIc) enthalten die unbekannten Größen η und u , im übrigen aber nur bekannte Apparatkonstanten, Wellenlängen, Absorptions- und Schwächungskoeffizienten sowie die Funktion $F(\lambda)$, die Arends an der hier benutzten Anordnung sehr genau neu bestimmt und tabuliert hat.

VI. Die Bestimmung der Ausbeutekoeffizienten η_I , u_{II} und u_{III}

läßt sich durch die Ionisationssprünge an den Bandkanten durchführen.

1. u_{III} . An der L_{III} -Bandkante ist $f_{III}(\lambda) = 1$; also ist hier $\eta_{III} = \left[1 - \frac{r_{III}}{r_{IIIk}}\right]$ bekannt. Gleichung (I) liefert damit aus dem an der kurzwelligen Seite von L_{III} beobachteten $\left(\frac{i_c}{i_p}\right)_{IIIk}$ das u_{III} .

2. u_{II} . An der L_{II} -Bandkante ist $f_{II}(\lambda) = 1$, also

$$\eta'_{II} = \left[1 - \frac{r_{II}}{r_{IIk}}\right];$$

ferner ist hier $H'_{III} = H_{III}$. Folglich kann $\eta_{III} \cdot u_{III} \cdot H_{III}$ aus (I) und (IIa) eliminiert werden. Das gibt

$$(19) \quad \left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)'_{IIk} = \left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)_{III} \cdot \left(\frac{\tau_{III}}{\tau_{IIk}} \right)^2 \cdot \frac{G'_{III}}{G_{III}}.$$

Setzt man dies sowie (IIb) in (II) ein, so folgt aus

$$(20) \quad \left(\frac{i_{cII}}{i_p} \right)'_{IIk} = \left(\frac{i_c}{i_p} \right)'_{IIk} - \left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)'_{IIk}$$

die Beziehung

$$(21) \quad u_{II} \cdot \left[1 - \frac{\tau_{III}}{\tau_{IIk}} \right] \cdot \frac{\tau_{cII}}{\tau_{IIk}} \cdot G'_{II} \cdot H'_{II} \\ = \left(\frac{i_c}{i_p} \right)'_{IIk} - \left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)_{III} \cdot \left(\frac{\tau_{III}}{\tau_{IIk}} \right)^2 \cdot \frac{G'_{III}}{G_{III}}.$$

Da die Ionisationsverhältnisse beiderseits der L_{II} -Kante

$$(22) \quad \left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)_{III} = \left(\frac{i_c}{i_p} \right)_{III} \quad \text{und} \quad \left(\frac{i_e}{i_p} \right)'_{IIk}$$

aus dem Versuch bekannt sind, so wird

$$(23) \quad u_{II} = \frac{\left(\frac{i_c}{i_p} \right)'_{IIk} - \left(\frac{i_c}{i_p} \right)_{III} \cdot \left(\frac{\tau_{III}}{\tau_{IIk}} \right)^2 \cdot \frac{G'_{III}}{G_{III}}}{\left[1 - \frac{\tau_{III}}{\tau_{IIk}} \right] \cdot \frac{\tau_{cII}}{\tau_{IIk}} \cdot G'_{II} \cdot H'_{II}}.$$

3. u_I . An der L_I -Kante ist $f_I(\lambda) = 1$, also $\eta_I'' = \left[1 - \frac{\tau_{II}}{\tau_{Ik}} \right]$.

Ferner ist dort $H'_{III} = H_{III}$ und $H'_{II} = H_{II}$. Daher liefert die Division von (IIIa) durch (IIa):

$$(24) \quad \left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)''_{Ik} = \left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)'_{II} \cdot \left(\frac{\tau_{II}}{\tau_{Ik}} \right)^2 \cdot \frac{G''_{III}}{G'_{III}}.$$

Ebenso erfolgt aus Division von (IIIb) durch (IIb):

$$(25) \quad \left(\frac{i_{cII}}{i_p} \right)''_{Ik} = \left(\frac{i_{cII}}{i_p} \right)'_{II} \cdot \left(\frac{\tau_{II}}{\tau_{Ik}} \right)^3 \cdot \frac{G''_{II}}{G'_{II}}.$$

Ihre Summe ist

$$(26) \quad \left(\frac{i_{cIII} + i_{cII}}{i_p} \right)''_{Ik} = \left[\left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)'_{II} \cdot \frac{G''_{III}}{G'_{III}} + \left(\frac{i_{cII}}{i_p} \right)'_{II} \cdot \frac{G''_{II}}{G'_{II}} \right] \cdot \left(\frac{\tau_{II}}{\tau_{Ik}} \right)^2.$$

Nun sind die Größen $\left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)'_{II}$ und $\left(\frac{i_{cII}}{i_p} \right)'_{II}$ aber nicht einzeln bekannt, sondern aus den Beobachtungen folgt nur ihre durch (II) dargestellte Summe $\left(\frac{i_c}{i_p} \right)'_{II}$ an der langwelligen Seite der L_I -Kante. Indessen lehrt die Berechnung von G'_{III}/G_{III} und von G'_{II}/G_{II} , daß beide Quotienten an der L_I -Kante stets besser als auf 1% überein-

stimmen. Wir rechnen daher auf einige Promille genau, wenn wir ihren Mittelwert

$$(27) \quad \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{G''_{III}}{G'_{III}} + \frac{G''_{II}}{G'_{II}} \right] = \frac{G''_{II+III}}{G'_{II+III}}$$

aus der letzten Gleichung ausklammern. Dann gilt

$$(28) \quad \left(\frac{i_{cIII} + i_{cII}}{i_p} \right)''_{Ik} \sim \left(\frac{i_c}{i_p} \right)'_{Il} \cdot \frac{G''_{II+III}}{G'_{II+III}} \cdot \left(\frac{r_{II}}{r_{Ik}} \right)^2.$$

Setzt man dies sowie (IIIc) in (III) ein, so folgt aus

$$(29) \quad \left(\frac{i_{cI}}{i_p} \right)''_{Ik} = \left(\frac{i_c}{i_p} \right)''_{Ik} - \left(\frac{i_{cIII} + i_{cII}}{i_p} \right)''_{Ik}$$

die Beziehung

$$(30) \quad \left\{ \begin{aligned} u_I \cdot \left[1 - \frac{r_{II}}{r_{Ik}} \right] \cdot \frac{r_{cI}}{r_{Ik}} \cdot G''_I \cdot H''_I \\ = \left(\frac{i_c}{i_p} \right)''_{Ik} - \left(\frac{i_c}{i_p} \right)'_{Il} \cdot \frac{G''_{II+III}}{G'_{II+III}} \cdot \left(\frac{r_{II}}{r_{Ik}} \right)^2. \end{aligned} \right.$$

Da die Ionisationsverhältnisse $\left(\frac{i_c}{i_p} \right)''_{Ik}$ und $\left(\frac{i_c}{i_p} \right)'_{Il}$ beiderseits der L_I -Bandkante aus dem Versuch bekannt sind, so ergibt sich

$$(31) \quad u_I = \frac{\left(\frac{i_c}{i_p} \right)''_{Ik} - \left(\frac{i_c}{i_p} \right)'_{Il} \cdot \left(\frac{r_{II}}{r_{Ik}} \right)^2 \cdot \frac{G''_{II+III}}{G'_{II+III}}}{\left[1 - \frac{r_{II}}{r_{Ik}} \right] \cdot \frac{r_{cI}}{r_{Ik}} \cdot G''_I \cdot H''_I}.$$

Die auf diese Weise ermittelten u_I , u_{II} und u_{III} für die drei L -Schalen zeigt Tab. 8, die entsprechenden Kurven Fig. 5. Wie man erkennt, wachsen u_I und u_{III} mit steigender Atomnummer, während u_{II} sinkt. Dieser Befund geht parallel mit der Größe der Ionisationssprünge, wie Fig. 3 erkennen läßt. Dabei sind es diese fast ganz allein, die den Gang mit der Atomnummer bedingen. Das zeigt sich besonders deutlich bei u_{III} .

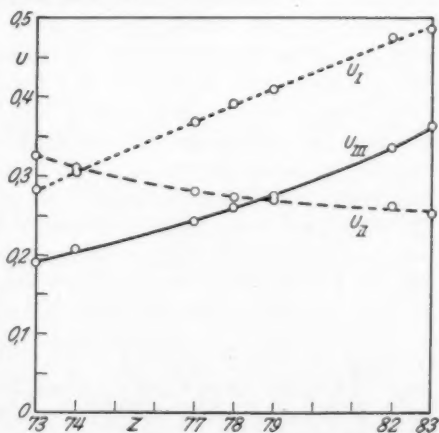


Fig. 5. u_I , u_{II} und u_{III} in Abhängigkeit von der Atomnummer

Während die Ionisations sprünge i_c/i_p an der L_{III} -Bandkante von Ta (73) bis Bi (83) von 0,0275 auf 0,0550, also um 100% ansteigen, weisen alle anderen Faktoren, die auf der rechten Seite der Gl. (I) stehen, im gleichen Intervall nur eine Zunahme von 4% auf, (denn $\frac{0,367}{2 \cdot 0,191} = 0,96$); das Ergebnis wird also durch Einflüsse der Versuchsanordnung und der Absorptionskoeffizienten, trotz der verwickelten Rechnungen, nur sehr wenig beeindruckt und fast allein durch die Ionisationsmessung bestimmt.

Tabelle 8
Die Ausbeutekoeffizienten der charakteristischen L -Strahlung

Element	Ta 73	W 74	Ir 77	Pt 78	Au 79	Pb 82	Bi 83
u_I	0,284	0,305	0,370	0,392	0,410	0,475	0,487
u_{II}	0,326	0,311	0,281	0,274	0,272	0,264	0,255
u_{III}	0,191	0,207	0,244	0,262	0,276	0,337	0,367

VII. Die Absorption in den einzelnen Schalen

Da wir immer nur die Gesamtabsorption aller absorbierenden Schalen messen können, so ist es unmöglich, aus Absorptionsmessungen die Absorption der Einzelschalen zu bestimmen. Nun kennen wir aber u_{III} an der L_{III} -Bandkante. Wir dürfen nach den Vorstellungen von Kossel^{1b)} als sichergestellt ansehen, daß u_{III} eine Konstante ist und daher auch für kürzere Wellenlängen gilt. Wir können daher aus unseren Meßwerten i_c/i_p mit Hilfe von Gl. (I), die nur bekannte Größen enthält, zwischen der L_{III} - und L_{II} -Bandkante das η_{III} und daraus mit Hilfe von Gl. (3) das $f_{III}(\lambda)$ für diesen Wellenlängenbereich bestimmen. Für die Primärwellenlängen λ_p , die uns unser Verfahren zur Erzeugung monochromatischer Strahlen vorschreibt, erhalten wir so die in Tab. 9 aufgeführten Werte von $\log f_{III}(\lambda)$. Die letzte Spalte gibt die an der langwelligen Seite der L_{II} -Bandkante graphisch ermittelten Werte. Suchen wir nun nach einer empirischen Beziehung zwischen der Atomnummer Z und dem für die L_{II} -Bandkante ermittelten Werte $f_{III}(\lambda_{II})$, so zeigt sich nach einigem Probieren, daß mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ gilt:

$$(32) \quad f_{III}(\lambda_{II}) = \frac{80}{Z} \cdot \frac{\lambda_{III}}{\lambda_{II}}.$$

Im Hinblick auf die geringe Zahl der Beobachtungswerte gilt es nun, zu prüfen, ob sich alle diese einer gemeinsamen Kurve einfügen lassen. Gelingt dies, so tragen alle Meßpunkte zur Auf-

stellung einer Beziehung bei, die es erlaubt, für jedes Z und für jedes λ zwischen λ_{II} und λ_{III} das $f_{III}(\lambda)$ anzugeben.

Tabelle 9

 $\log_{10} f_{III}(\lambda)$

Element \ λ	0,829	0,876	0,925	1,039	1,104	1,175	λ_{II}
Ta	—	—	—	—	—	0,035	0,089
W	—	—	—	—	0,051	0,012	0,080
Ir	—	—	—	0,022	—	—	0,075
Pt	—	—	—	0,008	—	—	0,072
Au	—	—	0,051	—	—	—	0,068
Pb	0,042	0,021	0,005	—	—	—	0,054
Bi	0,026	0,010	—	—	—	—	0,047

Zunächst setzen wir für alle Elemente den Bereich λ_{II} bis λ_{III} als Einheit an und teilen ihn für dazwischen liegende λ proportional auf. Dann ergibt sich für das Intervall λ_{II} bis λ :

$$(33) \quad s = \frac{\lambda - \lambda_{II}}{\lambda_{III} - \lambda_{II}}.$$

Ebenso teilen wir $\log f_{III}(\lambda)$ auf, indem wir $\log f_{III}(\lambda_{II})$ als Einheit setzen, und erhalten

$$(34) \quad t = \frac{\log f_{III}(\lambda)}{\log f_{III}(\lambda_{II})}.$$

Für $\lambda = \lambda_{III}$ wird definitionsgemäß $t = 0$ (vgl. V), und für $\lambda = \lambda_{II}$ wird $t = 1$. Tragen wir nun t in Abhängigkeit von s auf (Fig. 6), so schmiegen sich alle Meßpunkte mit erstaunlicher Genauigkeit der aus-

gezogenen Kurve an, die den Kreis mit dem Radius $\sqrt{5}$ um den Punkt $s = 2, t = 2$ darstellt und der Gleichung

$$(35) \quad t = 2 - \sqrt{4s - s^2} + 1$$

genügt. Damit ist unsere Aufgabe gelöst: für ein gegebenes λ erhält man aus (33) mit Hilfe der bekannten Wellenlängen λ_{II} und λ_{III} der Bankanten das s und hiermit aus (35) das t ; aus (32) folgt für ein gegebenes Z das $f_{III}(\lambda_{II})$ und hiermit aus (34) das $f_{III}(\lambda)$.

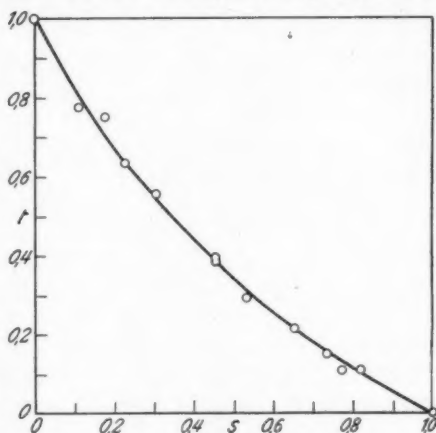


Fig. 6. Zur Darstellung der Absorptionsverhältnisse zwischen den λ_{II} - und λ_{III} -Bandkanten

Wir betonen, daß das Vorstehende kein Gesetz darstellen soll, sondern nur eine empirische Beziehung geben will. Diese löst aber, wie es scheint, in ziemlich guter Näherung und wohl erstmalig die Aufgabe, die Gesamtabsorption auf verschiedenen Atomschalen aufzuteilen.

Gilt für $\lambda > \lambda_{III}$, also für die $M + N + \dots$ -Schalen, ein Absorptionsgesetz der bekannten Form

$$(36) \quad \tau = c \cdot \lambda^n,$$

so gilt für dieselben Schalen im Bereich $\lambda_{III} > \lambda > \lambda_{II}$

$$(37) \quad \tau = \frac{c \cdot \lambda^n}{f_{III}(\lambda)},$$

wie sich leicht aus Fig. 4 ableiten läßt.

Über den weiteren Verlauf von $f_{III}(\lambda)$ bei längeren Wellenlängen läßt sich nichts aussagen, da Gl. (II) die beiden Unbekannten η_{III} und η'_{II} enthält, aus denen mit Hilfe von (3) und (5) auf $f_{III}(\lambda)$ und $f_{II}(\lambda)$ geschlossen werden müßte. Dem gegenüber erscheint es nicht aussichtslos, die Werte von beiden an der L_I -Kante einzeln zu bestimmen. Dort sind nämlich $\left(\frac{i_c}{i_p}\right)'_{II}$ und $\left(\frac{i_c}{i_p}\right)''_{Ik}$ durch den Versuch bekannt; außerdem werden dort $H'_{III} = H''_{III}$, $H'_{II} = H''_{II}$ und $f_I(\lambda) = 1$; in (II) und (III) sind also die linke Seite und in (III) außerdem der dritte Summand (IIIc) bekannt. An der L_I -Kante ständen zur Bestimmung der beiden Unbekannten η_{III} und η'_{II} also die beiden Gl. (II) und (III) zur Verfügung. Nun sind aber, wie wir oben sahen, G'_{III}/G'_{II} und G''_{III}/G''_{II} einander nahezu gleich, so daß wir sie mit einigen Promille Genauigkeit durch ihren Mittelwert (27) ersetzen können. Wir können daher für (II) und (III) schreiben:

$$\begin{aligned} \left(\frac{i_c}{i_p}\right)'_{II} \cdot \tau_{II} &= \eta_{III} \cdot [1] + \eta'_{II} \cdot [2] \\ \left[\left(\frac{i_c}{i_p}\right)''_{Ik} - \left(\frac{i_c}{i_p}\right)''_{Ik}\right] \cdot \frac{\tau_{Ik}^2}{\tau_{II}} \cdot \frac{G'_{II+III}}{G''_{II+III}} &= \eta_{III} \cdot [1] + \eta'_{II} \cdot [2], \end{aligned}$$

wobei die Symbole

$$[1] = u_{III} \cdot \tau_{cIII} \cdot G'_{III} \cdot H'_{III} \cdot \frac{\tau_{IIl}}{\tau_{IIk}}$$

$$[2] = u_{II} \cdot \tau_{cII} \cdot G'_{II} \cdot H'_{II}$$

bedeuten. Die beiden Bestimmungsgleichungen sind also identisch, und η_{III} und η'_{II} lassen sich auch an der L_I -Kante nicht getrennt bestimmen.

Wir wollen nun sehen, ob wir etwas über

$$\eta''_{II} + \eta''_{III}$$

aussagen können. Wir schreiben Gl. (III) in der Form

$$(38) \quad \left\{ \begin{aligned} \left(\frac{i_c}{i_p} \right)'' &= \eta''_I \cdot u_I \cdot \left(\frac{\tau_{cI}}{\tau_p'} \cdot G''_I \right) \cdot H'_I + \eta''_{II} \cdot u_{II} \cdot \left(\frac{\tau_{cII}}{\tau_p'} \cdot G''_{II} \right) \cdot H''_{II} \\ &+ \eta''_{III} \cdot u_{III} \cdot \left(\frac{\tau_{cIII}}{\tau_p'} \cdot G''_{III} \right) \cdot H'''_{III}. \end{aligned} \right.$$

Da wir u_I , u_{II} und u_{III} bestimmt haben, ist hierin alles außer η''_I , η''_{II} und η''_{III} bekannt. Setzen wir der Kürze halber für deren Faktoren beziehungsweise M_I , M_{II} und M_{III} , so geht die letzte Gleichung unter Berücksichtigung von (8) über in

$$(39) \quad \left(\frac{i_c}{i_p} \right)'' - \left[1 - \frac{\tau_{Ii}}{\tau_{Ik}} \cdot \frac{1}{f_I(\lambda)} \right] \cdot M_I = \eta''_{II} \cdot M_{II} + \eta''_{III} \cdot M_{III}.$$

An der L_I -Kante wird $f_I(\lambda) = 1$; hier kennen wir also die linke Seite. Dies ist auch für $\lambda < \lambda_I$ der Fall, wenn wir über $f_I(\lambda)$ etwas aussagen oder annehmen können. Unter diesen Umständen könnten wir also $\eta''_{II} + \eta''_{III}$ berechnen, wenn M_{II} gleich M_{III} wäre. Rechnen wir nun deren Wert für die verschiedenen Sekundärstrahler und Wellenlängen aus, so ergibt sich folgendes: bei Ta ist M_{II} etwa anderthalbmal so groß wie M_{III} ; bei Bi hingegen ist das Umgekehrte der Fall. Bei Ir und Pt aber sind M_{II} und M_{III} etwa gleich groß, und zwar gilt dies genau für Ir an der L_I -Kante und für Pt bei der kürzesten untersuchten Wellenlänge $\lambda_p = 0,401$. Bei diesem ist an der L_I -Kante $M_{III}:M_{II}$ etwa 1,11, und für Ir ist bei $\lambda_p = 0,401$ das $M_{III}:M_{II}$ etwa gleich 0,88. Bilden wir also aus M_{II} und M_{III} das Mittel, und klammern wir dieses in Gl. (39) aus, so können wir $\eta''_{II} + \eta''_{III}$ bis auf äußerstenfalls $\pm 6\%$ Fehler berechnen; bei Ir wird das Ergebnis in der Nähe der L_I -Kante, bei Pt in der Nähe von $\lambda_p = 0,40$ Å exakt.

Es hat nun Schur¹⁰⁾ berechnet, daß das Verhältnis

$$(40) \quad \frac{\eta''_{II} + \eta''_{III}}{\eta''_I} = \frac{\lambda_p}{\lambda_m} \cdot \frac{3 + 8 \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_m}}{1 + 3 \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_m}}$$

sei, wobei λ_m ein Mittelwert der Wellenlängen der L -Kanten ist. Dabei wird bei Integration der Schurschen Gl. (17) die erste Zeile, die unserem η''_I entspricht, in bezug auf λ_p konstant. Nehmen wir das ebenfalls an, so ist η''_I gleich seinem Werte $\left[1 - \frac{\tau_{Ii}}{\tau_{Ik}} \right]$ an der

L_T -Kante bekannt, und wir können dann für Ir und Pt jenes Verhältnis ebenfalls aus unseren Beobachtungen erhalten. Das Ergebnis ist in Fig. 7 dem der Schurschen Formel gegenübergestellt,

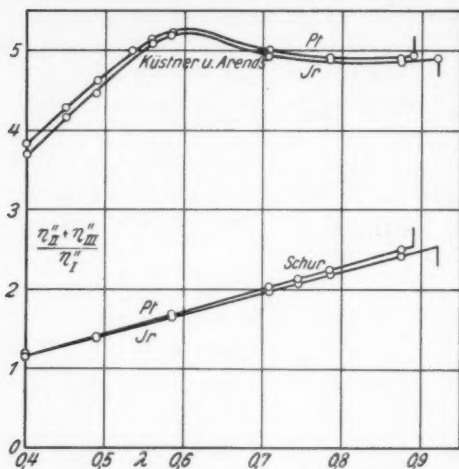


Fig. 7. Das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten $(\eta''_{II} + \eta''_{III}) : \eta''_I$ in Abhängigkeit von λ ; experimentell nach Küstner u. Arends; theoretisch nach Schur

längenbereich linear auf etwa die Hälfte ab, während es bei uns von der L_T -Kante bis etwa 0,6 ÅE sanft ansteigt, um dann schnell abzufallen. Und zweitens sind unsere Werte zwei bis dreimal so groß wie die von Schur.

Es erscheint nun reizvoll, zu prüfen, welchen Verlauf der d -Ast für $\lambda < L_I$ zeigt, der ja die Absorption der $(M + N + O \dots)$ -Schalen gegen die der drei L -Schalen abgrenzt. Nehmen wir an, daß er im doppelt-logarithmischen Diagramm der Fig. 4 um den Betrag $\log g(\lambda)$ unter der geradlinigen Verlängerung des d -Astes verlaufe, so ergibt eine einfache Rechnung:

$$(41) \quad g(\lambda) = \frac{\frac{\tau_{IIIk}}{\tau_{IIIk}} \cdot \frac{\tau_{IIk}}{\tau_{IIk}} \cdot \frac{\tau_{Ik}}{\tau_{Ik}}}{\frac{\tau_{II}}{\tau_{Ik}} \cdot \frac{1}{f_I(\lambda)} - (\eta''_{II} + \eta''_{III})}$$

An der L_I -Kante ist $f_I(\lambda) = 1$ und das Ergebnis eindeutig. Nehmen wir dies auch für $\lambda < L_I$ an, so erhalten wir die in Fig. 8 dargestellten Absorptionskurven für Ir und Pt. Würde demgegenüber

wobei für Ir bzw. Pt das λ_m gleich 0,996 bzw. 0,994 gesetzt wurde. Man erkennt, trotz der oben betonten Fehler von teilweise bis zu 6% bei M , recht gute Übereinstimmung unserer beiden oberen Kurven. Qualitativ besteht insofern Übereinstimmung mit Schur, als letzten Endes das untersuchte Verhältnis mit der Primärwellenlänge abnimmt; quantitativ sind aber beträchtliche Unterschiede vorhanden: denn erstens nimmt nach Schur das Verhältnis $(\eta''_{II} + \eta''_{III}) : \eta''_I$ im untersuchten Wellen-

mit sinkender Wellenlänge das η''_I kleiner und schließlich gleich Null werden, so würden die Kurven mit zunehmendem Abstände von L_I allmählich etwas unter die gezeichneten herabsinken (für den

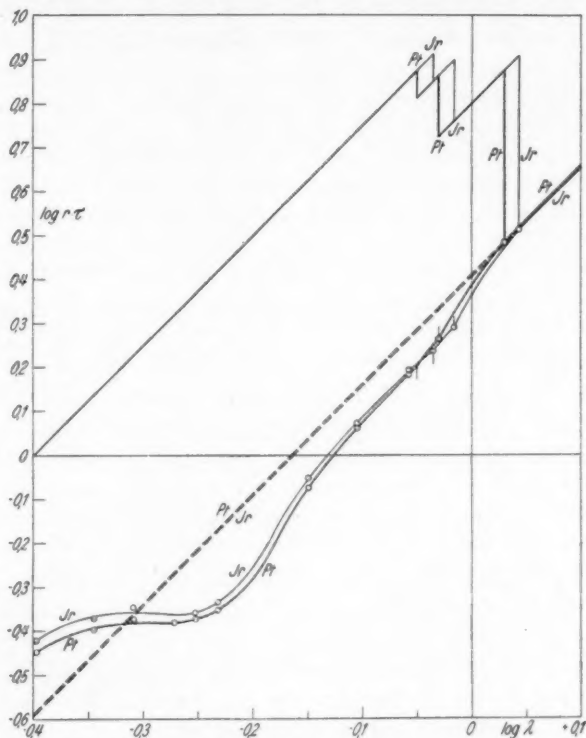


Fig. 8. Die Verteilung der Absorption auf die L-Schalen und die äußeren Schalen bei Pt und Ir

linken Rand der Fig. 8 um etwa 0,075); würde η''_I größer werden, so würden die Kurven allmählich etwas über die gezeichneten emporsteigen. In jedem Falle, gleichviel also, wie η''_I in Wirklichkeit verläuft, würden sie ihren Charakter beibehalten, der dadurch gekennzeichnet ist, daß sie in der Nähe der L_I -Kante zunächst der Verlängerung des d -Astes nahezu parallel verlaufen, dann anfangs mehr und mehr unter ihn herabsinken und sich ihm dann wieder nähern, um ihn schließlich zu schneiden.

In Fig. 8 sind auch für $L_{II} < \lambda < L_{III}$ die entsprechenden Kurven auf Grund des oben besprochenen eingetragen. Auch sie

münden bei L_{III} offenbar einigermaßen tangential in den d -Ast ein. Der Verlauf zwischen den L_{II} - und L_I -Kanten läßt sich nun zwanglos interpolieren, wenn man auch hier zunächst parallelen Verlauf und weiterhin Herabsinken unter den d -Ast annimmt.

Wir wollen selbstredend nicht behaupten, daß die Kurven der Fig. 8 die Absorptionsverhältnisse für Ir und Pt genau wiedergeben. Daß die Ergebnisse immerhin eine gewisse Näherung darstellen, lehrt schon der Vergleich unserer Ionisationskurven mit denen der K -Serie, die der eine von uns¹⁾ mit derselben Versuchsanordnung und denselben Primärwellenlängen aufgenommen hat: nach kurzen Wellenlängen hin zeigt sich bei der L -Serie schnellerer Intensitätsabfall als bei der K -Serie, bei der wir mit konstanter Absorptionswahrscheinlichkeit η rechnen dürfen. Gerade hierdurch kommt die Abnahme der Absorptionswahrscheinlichkeiten $\eta'_{II} + \eta'_{III}$ der $L_{II} + L_{III}$ -Schalen zum Ausdruck, durch deren Anregung der größte Anteil der ganzen L -Strahlung emittiert wird (vgl. Tab. 10).

VIII. Die Intensitätsverhältnisse der Liniengruppen

Die hier verwandte Meßmethode liefert immer nur die Gesamtionisation durch alle angeregten Linien; wir können daher auch nur das Verhältnis jener Energien berechnen, die bei Anregung der L -Schalen vom Atom als charakteristische Strahlung in Form ganzer Liniengruppen emittiert werden (Tab. 5).

1. $\frac{E_{II}}{E_{III}}$ an der L_{II} -Bandkante. Zwischen L_{II} und L_{III} stellt

der Quotient $q_{II} : q'_{III}$ das Zahlenverhältnis der Sekundärstrahlungsquanten dar, die durch Anregung der L_{II} - bzw. L_{III} -Kante emittiert werden. Multiplikation mit $\tau_{cII} : \tau_{cIII}$ oder mit $\lambda_{cIII} : \lambda_{cII}$ liefert das Verhältnis der vom Atom emittierten Strahlungsenergien E_{II} und E_{III} . Unter Berücksichtigung von (10) und (11) wird also

$$(42) \quad \frac{E_{II}}{E_{III}} = \frac{q'_{II}}{q'_{III}} \cdot \frac{\lambda_{cIII}}{\lambda_{cII}} = \frac{u_{II} \cdot \eta'_{II} \cdot \tau_{IIk} \cdot \lambda_{cIII}}{u_{III} \cdot \eta_{III} \cdot \tau_{IIIk} \cdot \lambda_{cII}}.$$

Vermöge (IIa) und (IIb) wird an der kurzwelligen Seite der L_{II} -Kante

$$(43) \quad \eta_{III} \cdot u_{III} \cdot \frac{\tau_{IIIk}}{\tau_{IIk}} = \left(\frac{i_{cIII}}{i_p} \right)'_{IIk} \cdot \frac{\tau_{IIk}}{\tau_{cIII} \cdot G'_{III} \cdot H'_{III}}$$

und

$$(44) \quad \eta'_{II} \cdot u_{II} = \left(\frac{i_{cII}}{i_p} \right)'_{IIk} \cdot \frac{\tau_{IIk}}{\tau_{cII} \cdot G'_{II} \cdot H'_{II}}.$$

Setzt man beides sowie die aus Gl. (16) sinngemäß für H_{II} und H_{III} folgenden Werte in Gl. (42) ein, so folgt nach Kürzen

$$(45) \quad \frac{E_{II}}{E_{III}} = \left(\frac{i_{cII}}{i_{cIII}} \right)' \cdot \frac{F(\lambda_{cIII})}{F(\lambda_{cII})} \cdot \frac{r_{cIII} \cdot G'_{III}}{r_{cII} \cdot G'_{II}}.$$

Nun ist aber i'_{cIII} an der kurzwelligen Seite von L_{II} nicht allein meßbar. Dividiert man aber die an der L_{II} -Kante gültigen Gl. (20) und (19) durcheinander, so ergibt sich unter Beachtung von Gl. (22)

$$(46) \quad \left(\frac{i_{cII}}{i_{cIII}} \right)'_{IIk} = \frac{(i_{cIIk})}{(i_{cIIIk})} \cdot \left(\frac{r_{IIk}}{r_{IIIk}} \right)^2 \cdot \frac{G_{III}}{G'_{III}} - 1.$$

Hiermit erhalten wir für die L_{II} -Bandkante

$$(47) \quad \frac{E_{II}}{E_{III}} = \frac{r_{cIII} \cdot G'_{III} \cdot F(\lambda_{cIII})}{r_{cII} \cdot G'_{II} \cdot F(\lambda_{cII})} \cdot \left[\frac{(i_{cIIk})}{(i_{cIIIk})} \cdot \left(\frac{r_{IIk}}{r_{IIIk}} \right)^2 \cdot \frac{G_{III}}{G'_{III}} - 1 \right],$$

das nur noch bekannte und meßbare Größen enthält.

Dieselbe Lösung erhalten wir, wenn wir von dem durch Gl. (46) gegebenen Ionisationsverhältnis ausgehen. Multiplikation mit

$$(48) \quad \frac{F(\lambda_{cIII})}{F(\lambda_{cII})}$$

liefert dann das Verhältnis der aus dem Strahler durch das Cellophan in die Kammerluft tretenden Energien. Wie nun aus der Ableitung der Grundformel, die Arends¹⁾ gegeben hat, ohne weiteres hervorgeht, haben wir die Gl. (46) weiterhin mit dem Faktor

$$(49) \quad \frac{r_{cIII}}{r_{cII}} \cdot \frac{G'_{III}}{G'_{II}}$$

zu multiplizieren, der der Absorption der Strahlungen im Sekundärstrahler und im Cellophan Rechnung trägt, um aus dem Energieverhältnis der in die Kammer tretenden Strahlungen auf dasjenige der vom Atom emittierten Energien schließen zu können. Das Produkt von (46), (48) und (49) liefert aber (47).

2. $\frac{E_I}{E_{II} + E_{III}}$ an der L_I -Bandkante. Wir wenden hier das

letzte Verfahren an. An der kurzwelligen Seite von L_I geht Gl. (III) über in

$$(50) \quad \left(\frac{i_{cI}}{i_p} \right)''_{Ik} = \left(\frac{i_c}{i_p} \right)''_{Ik} - \left(\frac{i_{cIII} + i_{cII}}{i_p} \right)''_{Ik}.$$

Division durch Gl. (28) liefert das Ionisationsverhältnis

$$(51) \quad \left(\frac{i_{eI}}{i_{eII} + i_{eIII}} \right)''_{Ik} = \frac{(i_e)_{Ik}}{(i_e)_{II}} \cdot \left(\frac{\tau_{Ik}}{\tau_{II}} \right)^2 \cdot \frac{G'_{II+III}}{G''_{II+III}} - 1.$$

Entsprechend dem soeben ausgeführten haben wir dies mit den Faktoren

$$(52) \quad \frac{F(\lambda_{e, II+III})}{F(\lambda_{eI})} \cdot \frac{\tau_{e, II+III} \cdot G''_{II+III}}{\tau_{eI} \cdot G'_I}$$

zu multiplizieren und erhalten dann das Verhältnis der vom Atom emittierten Energien

$$(53) \quad \left\{ \frac{E_I}{E_{II} + E_{III}} = \frac{\tau_{e, II+III} \cdot G''_{II+III} \cdot F(\lambda_{e, II+III})}{\tau_{eI} \cdot G'_I \cdot F(\lambda_{eI})} \cdot \left[\frac{(i_e)_{Ik}}{(i_e)_{II}} \cdot \left(\frac{\tau_{Ik}}{\tau_{II}} \right)^2 \cdot \frac{G'_{II+III}}{G''_{II+III}} - 1 \right] \right\}.$$

Hierin ist $\tau_{e, II+III}$ der mittlere Absorptionskoeffizient, $\lambda_{e, II+III}$ die mittlere Wellenlänge der an den L_{II} - und L_{III} -Bandkanten angeregten Linien. Beide Größen lassen sich hinreichend genau ermitteln, wenn man für die durch dieselbe Kante angeregten Liniengruppen das Intensitätsverhältnis nach Tab. 7 und für die Gruppen das nach der vorstehenden Rechnung erhaltene E_{II}/E_{III} ansetzt.

3. *Weitere Unterteilungen* lassen sich nicht exakt berechnen. Macht man die freilich nicht sehr wahrscheinliche Annahme, daß das E_{II}/E_{III} bis über die L_I -Kante hinaus konstant sei, so ergibt sich aus den obigen Rechnungen

$$(54) \quad \frac{E_I}{E_{II}} = \frac{E_I}{E_{II} + E_{III}} \cdot \left[1 + \frac{E_{III}}{E_{II}} \right].$$

Tabelle 10

Die Energieverhältnisse der bei Anregung der einzelnen L -Schalen vom Atom emittierten Liniengruppen

Element:	Ta 73	W 74	Ir 77	Pt 78	Au 79	Pb 82	Bi 83
$E_{III} : E_{II}$	0,94	1,01	1,30	1,42	1,50	1,80	1,91
$(E_{II} + E_{III}) : E_I$	3,72	3,45	2,92	2,79	2,71	2,65	2,62
$E_{II} : E_I^*$	1,92	1,72	1,27	1,15	1,08	0,95	0,90
$E_{III} : E_I^*$	1,81	1,74	1,65	1,63	1,62	1,71	1,72

*) Nur Näherungswerte.

Die reziproken Werte hiervon sowie der oben berechneten Energieverhältnisse gibt Tab. 10 auf Grund der Messungen. In graphischer Darstellung (Fig. 9) steigt E_{III}/E_{II} linear mit der Atomnummer an, während $(E_{II} + E_{III})/E_I$ bei Ta stark abfällt und bei Bi nahezu konstant zu sein scheint.

Wie schon unter III betont wurde, sind bisher nur die Intensitätsverhältnisse der bei Erregung durch Kathodenstrahlen emittierten *L*-Serienlinien untersucht worden, und in mancher Hinsicht liegen dann ganz andere Verhältnisse vor als bei der hier benutzten Anregung durch Röntgenstrahlen. Trotzdem ist es reizvoll, die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung mit denen der anderen Autoren zu vergleichen. Durch Addition der in Tab. 5 gegebenen Einzelwerte können wir leicht das E_{III}/E_{II} für diese berechnen. So finden wir für Ta nach Hicks 1,11, was mit unserem 0,94 befriedigend übereinstimmt. Extrapolieren wir unsere Gerade der Fig. 9 bis *U* (92), so erhalten wir etwa 2,7, was wiederum mit dem

Ergebnis 2,32 von Allison in befriedigendem Einklange steht. Gerade auf diesen Gang mit der Atomnummer hat schon Hicks⁶⁾ hingewiesen. Demgegenüber folgt aus Jönssons Messungen an *W* 2,16, was mit unseren Werten und denen von Hicks in Widerspruch steht. Ebenso können wir mit Hilfe von Tab. 5 auch das Intensitätsverhältnis $(E_{II} + E_{III}):E_I$ der anderen Autoren ableiten. Hier folgt nach Hicks für Ta, nach Jönsson für *W* und nach Allison für *U* bzw. 6,6; 11,3; 19,1, also ein starker Anstieg mit der Atomnummer, während wir von Ta bis Bi einen Abfall von 3,7 auf 2,6 finden, also gerade das Gegenteil.

Dieser Unterschied wird aber ohne weiteres verständlich, wenn man beachtet, daß wir mit monochromatischer Primärstrahlung, also mit Erregung durch bestimmte Frequenzen arbeiteten, während primäre Kathodenstrahlen wegen ihrer Geschwindigkeitsverluste in

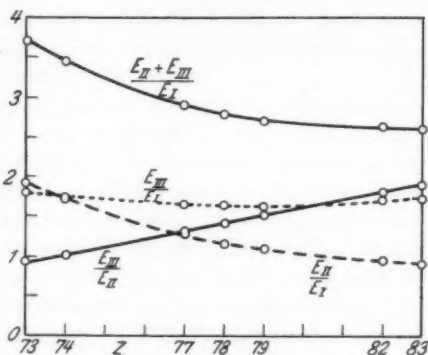


Fig. 9. Die Energieverhältnisse der an den verschiedenen *L*-Schalen angeregten Liniengruppen in Abhängigkeit von der Atomnummer

der Antikathode einem Frequenzbereich entsprechen, der sich von der Bandkante bis zur kurzwelligen Grenze erstreckt. Arbeitet man beispielsweise wie Hicks mit 30,6 kV, so liegt diese nach dem Gesetz von Duane und Hunt bei $12,3 : 30,6 = 0,402 \text{ \AA E}$, während die L_{II} -Bandkante von Ta, an der E_{III}/E_{II} bestimmt werden soll, $1,111 \text{ \AA E}$ mißt. Die Enden des primären Frequenzintervalles verhalten sich dann also wie etwa $1 : 2,77$. Da nun aber das Intensitätsverhältnis E_{III}/E_{II} sehr wesentlich durch Verteilung der Primärabsorption auf die einzelnen Schalen des Atoms bestimmt wird, über die wir bei Kathodenstrahlen so gut wie gar nichts wissen, so kommt, noch dazu bei der Inhomogenität der Kathodenstrahlen, dem Intensitätsvergleich der durch diese an verschiedenen Bandkanten angeregten Linien und Liniengruppe nur praktische Bedeutung zu, und es ist zu erwarten, daß das Intensitätsverhältnis der Liniengruppen bei Erregung durch inhomogene Kathodenstrahlen und durch monochromatische Röntgenstrahlen ein ganz anderes ist. Die Untersuchungen der Intensitätsverhältnisse von Linien, die durch Kathodenstrahlen an derselben Bandkante angeregt werden, behalten demgegenüber natürlich ihre Bedeutung; denn sie geben uns, unabhängig von der Absorption primärer Elektronenenergie, Aufschluß über die Statistik des Abbaues dieser Energie durch Strahlung. Hier ist deshalb auch bei Erregung durch inhomogene Kathodenstrahlen und durch monochromatische Röntgenstrahlen dasselbe Ergebnis zu erwarten. Deshalb erschien es uns auch berechtigt, die bei Kathodenstrahlerregung beobachteten Intensitätsverhältnisse der an derselben Bandkante angeregten Linien unseren Beobachtungen zugrunde zu legen.

Mit Erregung durch Röntgenstrahlen hat Alexander¹⁷⁾ gearbeitet. Er verglich das Intensitätsverhältnis der β_2 und der β_3 -Linie von Ag bei Röntgenstrahlen verschiedener Härte. Aber erstens waren diese nicht monochromatisch; zweitens wird β_2 durch die L_{III} -Kante, β_3 durch die L_I -Kante angeregt. Das Versuchsergebnis kann also günstigstenfalls etwas darüber aussagen, ob das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten in diesen beiden Schalen wellenlängenabhängig ist. Demgegenüber setzt die Rechnung von Schur¹⁸⁾ die Intensität der von den $L_{II} + L_{III}$ -Kanten angeregten Linien zu den an der L_I -Kante angeregten in Beziehung; um das Versuchsergebnis mit dieser vergleichen zu können, müßte man voraussetzen, daß die Absorptionswahrscheinlichkeiten in der L_{II} - und in der L_{III} -Schale in einem wenigstens nahezu konstanten Verhältnis stehen. Dafür fehlt aber vorläufig jeder Anhalt.

Zusammenfassung

1. Mit Hilfe monochromatischer Röntgenstrahlen wird die charakteristische L -Strahlung der Elemente Ta, W, Ir, Pt, Au, Pb und Bi in einer großen halbkugelförmigen Luftionisationskammer untersucht.

2. Es werden die Ausbeutekoeffizienten u_I , u_{II} und u_{III} für die drei L -Schalen festgestellt. Dabei zeigt sich mit wachsender Atomnummer für u_I und u_{III} ein Anstieg ähnlich der K -Serie, während u_{II} abnimmt.

3. Es werden die Intensitätsverhältnisse der an den einzelnen L -Bandkanten angeregten Liniengruppen bestimmt. Dabei ergibt sich mit steigender Atomnummer ein Anwachsen des Verhältnisses $E_{III}:E_{II}$, aber eine Abnahme von $(E_{II} + E_{III}):E_I$.

4. Zwischen den L_{III} - und L_{II} -Bandkanten gilt für die $(M + N + \dots)$ -Schalen ein anderes Absorptionsgesetz als für $\lambda > L_{III}$. Eine empirische Formel, die für alle untersuchten Elemente die Ergebnisse gut wiedergibt, wird mitgeteilt.

5. Für $\lambda < L_I$ -Kante werden bei Ir und Pt die Absorptionswahrscheinlichkeiten in den $L_{II} + L_{III}$ -Schalen mit derjenigen in der L_I -Schale verglichen unter der Annahme, daß die letztere wellenlängenunabhängig sei. Das Verhältnis dieser Absorptionswahrscheinlichkeiten nimmt mit dem Abstände von der L_I -Kante zunächst zu, erreicht ein Maximum und sinkt dann schnell ab, während es nach der Theorie von Schur linear abfällt. Auch ist unser Zahlenverhältnis etwa 2—3 mal so groß wie das von Schur errechnete.

6. Für $\lambda < L_I$ -Kante wird bei Ir und Pt die Absorption in diejenige durch die drei L -Schalen und die äußeren Schalen aufgeteilt. Die Absorption in letzteren ist in der Nähe der L_I -Kante kleiner, für kurze Wellenlängen jedoch größer, als dem $c \cdot \lambda^n$ -Gesetz entspricht, das für $\lambda < L_{III}$ -Kante gilt.

Die Arbeit wurde an der Stabilivoltanlage ausgeführt, die die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft dem einen von uns zur Verfügung stellte. Ihr sei unser wärmster Dank zum Ausdruck gebracht.

Literatur

- 1) E. Arends, Ann. d. Phys. [5] 22. S. 281. 1935.
- 2) H. Küstner, Ztschr. f. Phys. 70. S. 324. 1931.
- 3) H. Küstner, Phys. Ztschr. 33. S. 46. 1932.
- 4) M. Wolf, Ann. d. Phys. [5] 16. S. 973. 1932.
- 5) H. Küstner, Ztschr. f. Phys. 77. S. 52. 1932.

- 6) V. Hicks, Phys. Rev. **36**. S. 1273. 1930.
- 7) V. J. Andrew, Phys. Rev. **42**. S. 591. 1932.
- 8) M. Böttkes, Ztschr. f. Phys. **89**. S. 667. 1934.
- 9) W. Duane u. R. A. Patterson, Proc. of Nat. Acad. of Sc. **6**. S. 518. 1920.
- 10) S. Allison u. A. Armstrong, Phys. Rev. **26**. S. 714. 1925.
- 11) Y. Nishina u. B. B. Ray, Nature **117**. S. 120. 1926.
- 12) A. Jönsson, Ztschr. f. Phys. **36**. S. 426. 1926.
- 13) A. Lindh, Handb. d. Experimentalphysik XXIV, 2. S. 209. 1930.
- 14) A. Sandström, Ztschr. f. Phys. **65**. S. 632. 1930.
- 15) W. Kossel, Ztschr. f. Phys. **19**. S. 333. 1923.
- 16) G. Schur, Ann. d. Phys. [5] **4**. S. 433. 1930.
- 17) E. Alexander, Ztschr. f. Phys. **75**. S. 391. 1932.

Göttingen, Laborat. für Medizin. Physik.

(Eingegangen 24. Januar 1935)

Untersuchungen am elektrischen Lichtbogen

Von H. Plesse¹⁾

(Mit 24 Figuren)

Glimmentladung und Bogenentladung, die rein äußerlich durch die ganz verschiedene Spannung bei demselben Strom getrennt werden können, unterscheiden sich jedenfalls durch die Vorgänge an der Kathode. Wesentlich ist dabei der Mechanismus der Elektronenerzeugung an der Kathode selbst. Während er bei der Glimmentladung experimentell wie theoretisch durch die Annahme einer Stoßbefreiung der Elektronen aus der Kathodenoberfläche weitgehend geklärt ist, ist seine einwandfreie Deutung bei der Bogenentladung bis heute nicht für alle Fälle gelungen.

Die beim Bogen gegenüb. der Glimmentladung verstärkte Elektronenemission kann nach Versuchen an laufenden Bogen (1), sowie an Wechselstrombogen und speziell am Hg-Bogen (2) nicht bei allen Materialien und nicht in allen Fällen rein thermisch erklärt werden. Von den theoretischen Überlegungen zur Erfassung dieser Vorgänge ist bis heute die Langmuirsche „Feldtheorie“ (3) immer noch am erfolgreichsten geblieben. Sie führt die Elektronenemission auf ein vor der Kathode befindliches, durch eine positive Raumladung erzeugtes hohes Feld zurück, durch das ähnlich wie bei der autoelektronischen Entladung die Elektronen aus der Kathode „herausgezogen“ werden. Die experimentelle Bestätigung der ihr zugrunde liegenden Annahmen stößt aber auf Schwierigkeiten, weil direkte Messungen am Bogen mit Sonden wegen der Kleinheit des Feldraumes und der hohen Temperatur nicht möglich sind. Allerdings haben Nagaoka und Sugiura (4) aus Beobachtungen des Starkeffekts vor der Kathode eines Lichtbogens auf eine dort vorhandene Feldstärke geschlossen, die den von der Theorie geforderten Wert besitzt. Andererseits bringt Issendorf (5) auf Grund von Verdampfungsmessungen und Mason (6) aus Messungen der Elektronengeschwindigkeiten beim Hg-Bogen schwerwiegende Bedenken gegen die Feldtheorie auf²⁾. Es ist wohl möglich, daß die Vor-

1) Gekürzte Doktordissertation der Technischen Hochschule München eingereicht am 7. Juli 1934.

2) Vgl. auch F. Lüdi (7), der die Mitwirkung mehrfach geladener Ionen am Auslösungsmechanismus fordert.

gänge an der Kathode überhaupt nicht einfacher Natur sind, und daß man Temperatur- und Feldbogen im allgemeinen überhaupt nicht scharf trennen kann. Allerdings scheint es, daß zwei extreme Fälle ganz klar voneinander verschieden sind: der Wolframbogen mit — im allgemeinen! — nicht verdampfender Kathode und der Vakuum-Hg-Bogen, bei dem sicherlich keine thermische Elektronenemission stattfindet (2). Bei anderen Metallen ist es aber nicht immer klar, ob sie sich mehr dem W- oder dem Hg-Bogen nähern.

Einen Überblick über die Verhältnisse hat W. Ramberg (2) zu gewinnen versucht durch seine Untersuchungen an laufenden Bogen, sowie an Wechselstrombogen, die durch J. J. Sommer (8) bestätigt und ergänzt wurden. Die Schlußfolgerungen, zu denen Ramberg durch seine Versuche geführt wird, sind kurz folgende: Man kann bei den Metallen bezüglich ihrer Lichtbogeneigenschaften zwei extreme Gruppen unterscheiden, nämlich Hg, Cu, Au, Ag einerseits, C und W andererseits. Die Metalle derselben Gruppe zeigen bezüglich der Beweglichkeit des Kathodenfleckes, sowie der Möglichkeit einer Wechselstrombogenbildung und Eignung zur Löschfunkenstrecke im großen und ganzen die gleichen Eigenschaften. Ramberg bringt dies Verhalten in Zusammenhang mit der Elektronenemission bei den Siedetemperaturen, die für die Cu-Hg-Gruppe

sehr gering, für die C-Gruppe dagegen groß ist. Die übrigen von ihm untersuchten Metalle wie Cd, Zn, Pb, Messing, Ni, Fe bilden eine Mittelgruppe.

Diese Versuche von W. Ramberg auszudehnen, war der erste Zweck dieser Arbeit.

I. Versuche am laufenden Bogen

Es wurde gearbeitet mit der Anordnung von Fig. 1 in der Schaltung von Fig. 2 im Betrieb mit 50-periodigem Wechselstrom von maximal 10000 Volt und 2 Amp. Dabei wurde als Gebiet von Druck, Strom und

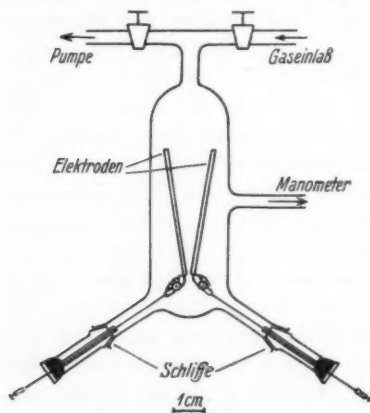


Fig. 1. Entladungsgefäß für laufende Bogen

Spannung dasjenige gewählt, in dem Glimm- und Bogenentladung ineinander übergehen. In diesem Gebiet, das auf irgendwelche Änderungen der genannten Parameter sehr empfindlich ist, durfte man hoffen, die Eigenschaften des Metalls besonders stark hervortreten zu sehen.

Infolge des hohen Vorschaltwiderstandes R_1 ¹⁾ (Fig. 2) war der Strom von den Verhältnissen im Bogen wenig abhängig, wohl aber die Spannung am Bogen, die an der Braunschen Röhre (BrR, Fig. 2) in Abhängigkeit vom Strom, im Oszillographen (Osz., Fig. 2) in Abhängigkeit von der Zeit aufgenommen wurde. Die Laufstrecken

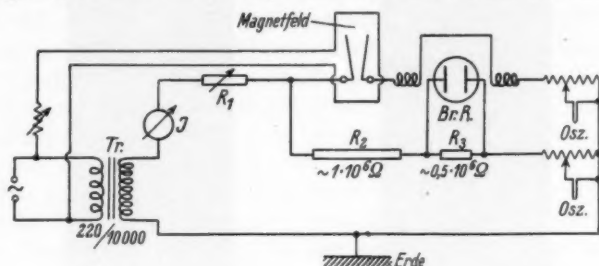


Fig. 2. Schaltschema

waren nach Art der Hörnerblitzableiter ausgebildet. Um das Laufen des Bogens zwischen den Elektroden zu beschleunigen, ließ man auf den Bogen ein mit dem Bogenstrom synchrones Magnetfeld wirken.

1. Versuche in Stickstoff

Zunächst wurden Beobachtungen am laufenden Bogen in Stickstoff angestellt. Das Gas wurde käuflichen Bomben entnommen. Es wurde in das gründlich ausgepumpte Entladungsgefäß eingelassen, nachdem es vorher zum Zweck der Sauerstoffbefreiung und Trocknung über glühendes Kupfernetz und Phosphorpentoxyd geleitet war. In den Figg. 3a—d sind charakteristische Bilder verschiedener Laufformen wiedergegeben. Die Aufnahmen 3a—c zeigen Entladungen zwischen Kupferelektroden, die sind nach zunehmender Stromstärke geordnet, 3d²⁾ ist das Bild eines Cu—Cd-Bogens. Wie Aussehen und Charakteristiken zeigen, liegt bei a und b eine Glimmentladung vor, bei c und auch bei d eine Bogenentladung. Gleichzeitig gemachte spektroskopische Beobachtungen lassen im Falle der Bogenentladung auf das Vorhandensein von Elektroden-dampf vor der Kathode schließen.

1) R_1 war ein Wasserwiderstand, dessen Größe zwischen 1000 und 70000 Ω variiert werden konnte. R_2 und R_3 waren Pikrinsäure-Hochohm-widerstände nach A. Gyemant, Wiss. Veröff. aus dem Siemenskonzern 6. S. 58—66. 1928; 7. S. 134—143. 1928.

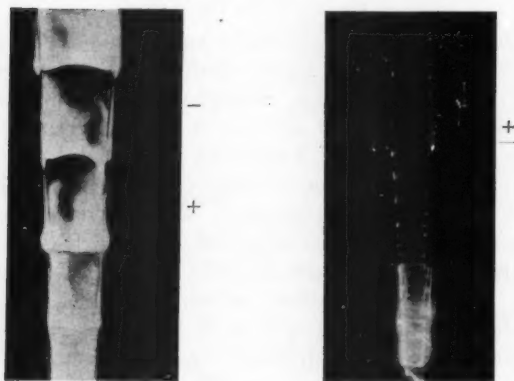
2) Die linke Elektrode besteht aus Cu. Da sich an ihr nur eine Glimmentladung ausbildet, werden die Vorgänge an der Cd-Elektrode nicht beeinflusst.

Das Wesentliche an den Aufnahmen ist folgendes: der Anodenfleck läuft bei allen Bedingungen während der ganzen Halbperiode, der Kathodenfleck dagegen haftet bei der Cu-Glimmentladung bei



a) 0,03 Amp.

b) 0,10 Amp.

Cu-Cu, Glimmentladung N₂, 600 mm Hg

c) 0,60 Amp.

d) 0,06 Amp.

Cu-Cu, Bogenentladung, 600 mm Hg, Cu-Cd, Bogenentladung

Fig. 3

kleinen Stromstärken, bei größeren bewegt er sich nach allmählichem Übergang um dieselbe Strecke wie der Anodenfleck. Beim Cu-Bogen läuft der Kathodenfleck ebenfalls, und zwar sehr unruhig, kenntlich durch eine leuchtende grüne Spur, beim Cd ist dagegen

schon bei einem kleinen Strom ein Bogen vorhanden und der Kathodenfleck haftet.

Die Verhältnisse für die untersuchten Materialien, nämlich Ag, Al, C, Ca, Cd, Cu, Fe, Mg, Ni, Pb, Pt, Sn, W, Zn, liegen nun bei Atmosphärendruck folgendermaßen: Die erste Glimmentladungsform, d. h. mit haftendem Kathodenfleck, zeigen alle Metalle außer Ca, Mg und außer C, bei denen sich schon bei kleinen Stromstärken die Bogenform mit haftendem Fleck ausbildet. Die zweite Form mit laufendem Kathodenfleck erreichen alle die Metalle, bei denen die Entladung bis 0,060 Amp. noch nicht in einen Bogen umgeschlagen ist. Das sind Ag, Cu, Ni, Fe, Pt, W. Von den übrigen, nämlich Zn, Pb, Sn, Al geht sie bei den ersten beiden schon unter 0,06 Amp. in einen Bogen mit haftendem Kathodenfleck, bei Al und Sn in einen Bogen mit laufendem und erst bei stärkerem Strom in einen solchen mit haftendem Fleck über. Die folgende Tabelle gibt die Verhältnisse in einer Übersicht wieder.

Tabelle 1

i [Amp.]	Ca	Mg	C	Cd	Zn	Pb	Sn	Al	Fe	Cu	Ag	Ni	Pt	W
Glimmentladung Kathodenfleck haftend				$i < 0,03$ bis 0,05	$i < 0,03$ bis 0,06	$i < 0,05$ bis 0,06	$i < 0,05$ bis 0,06	$i < 0,03$ bis 0,05	$i < 0,05$ bis 0,08	$i < 0,05$ bis 0,08	$i < 0,05$ bis 0,08	$i < 0,05$ bis 0,08	$i < 0,05$ bis 0,08	$i < 0,05$ bis 0,08
Glimmentladung Kathodenfleck laufend							↓	↓	0,05 bis 0,20	0,05 bis 0,24	0,05 bis 0,28	0,05 bis 0,30	0,05 bis 0,6	0,05 bis 0,75
Bogenentladung Kathodenfleck laufend				▼	▼	▼	—	0,05 bis 0,06	0,03 bis 0,12	$i > 0,15$ bis 0,20	$i > 0,18$ bis 0,24	$i > 0,20$ bis 0,26	$i > 0,22$ bis 0,30	$i > 0,4$ bis 0,6
Bogenentladung Kathodenfleck haftend	$i > 0,02$	$i > 0,02$	$i > 0,02$	$i > 0,03$ bis 0,05	$i > 0,03$ bis 0,06	$i > 0,05$ bis 0,06	$i > 0,06$ bis 0,12	$i > 0,10$ bis 0,12						

Die Tabelle ist so angelegt, daß die Bogenneigung von links nach rechts abnimmt, gleichzeitig nimmt in dieser Richtung die Laufneigung zu. Man sieht den engen Zusammenhang zwischen der Neigung, einen Bogen zu bilden, und derjenigen haften zu bleiben. Außerdem ist auffällig, daß rechts Metalle stehen, die nur schwer verdampfen, links dagegen solche, die entweder leicht verdampfen oder aber leicht chemische Verbindung mit N_2 und H_2 eingehen

(Ca, Mg). Das wichtigste Ergebnis aber ist das, daß der Kathodenfleck auch bei Metallen wie Pt und W, bei denen es ohne Zweifel Bogen mit thermischer Elektronenemission gibt, weiterhüpft wie bei Cu oder Ni. Im kalten Zustand besteht also in dieser Beziehung zwischen den genannten Metallen kein wesentlicher Unterschied.

Um Versuche mit Quecksilber ausführen zu können, wurde das Glasgefäß mit Elektromagnet um 90° gedreht, so daß die Elektroden waagerecht zu liegen kamen. Die Elektroden selbst waren als Quecksilberrinnen ausgebildet, indem in Glasröhrchen, die in ihrer Längsrichtung halb abgeschliffen waren, Quecksilber gegossen wurde. Für flüssiges Quecksilber zeigte sich hier für eine Stromstärke von 0,04 Amp. ähnlich wie bei Ni ein Bogen mit laufender Kathode. Um jedoch die Bedingungen bei den Hg-Versuchen denen der Untersuchungen an festen Metallen anzugleichen, erschien es notwendig, mit festen Hg-Elektroden zu arbeiten. Zu diesem Zweck wurde Quecksilber in einem den Abmessungen der übrigen Metalle entsprechenden Glasröhrchen dadurch zum Erstarren gebracht, daß es in flüssige Luft getaucht wurde. Da sich die Elektroden bei Zimmertemperatur mehrere Minuten in der festen Form hielten, konnte man nach Entfernung des Glasröhrchens den laufenden Bogen an den so erhaltenen Quecksilberstäben gut beobachten. Dabei zeigte sich nun, daß der Kathodenfleck haften blieb, in gleicher Weise wie z. B. beim Cd oder Zn, und zwar schon bei Strömen kleiner als 0,040 Amp. Hg ließe sich unter diesen Bedingungen also gut in das Schema der Tab. 1, und zwar in der Nähe von Cd einreihen (also an ganz anderer Stelle, als das flüssige Hg im Vakuum einzureihen wäre)¹⁾. Die Aufnahme eines solchen Bogens mit festen Hg-Elektroden ist in Fig. 4 wiedergegeben²⁾.



Fig. 4. Cu Hg,
Bogenentladung N_2 ,
600 mm Hg,
0,06 Amp.

1) Wie unveröffentlichte Versuche von E. Gerber zeigten, unterscheiden sich Cd-, Zn-, Pb-Vakuumbogen mit flüssigen Kathoden äußerlich nicht vom Hg-Vakuumbogen: der Kathodenfleck wandert auch hier mit großer Geschwindigkeit auf der Oberfläche umher. Es ist also bei einem Vergleich der Metalle durchaus notwendig, die äußeren Bedingungen weitgehend gleich zu machen.

2) Für die Aufnahme gilt das gleiche wie in Anm. 2, S. 475.

2. Versuche in Wasserstoff und Argon

Es wurden ferner unter sonst gleichen äußeren Bedingungen Versuche in Wasserstoff und Argon angestellt. Die Neigung zur Bogenbildung bei den laufenden Entladungen ist in Wasserstoff sehr gering, bei den Metallen Ag, Cu, Ni, Fe, Pt, W blieb bis zu 1,2 Amp. nur die Glimmentladung bestehen. Ganz anders lagen die Verhältnisse bei den Entladungen in Argon. Das Hochlaufen erfolgte hier ohne jede Schwierigkeit. Der wesentliche Unterschied gegenüber Stickstoff und Wasserstoff aber war der, daß z. B. bei Ni-Elektroden der Umschlag in den Bogen schon bei 0,040 Amp. stattfand, was sonst niemals beobachtet wurde.

Im Verlauf der Untersuchungen wurde nun folgende auffallende Erscheinung festgestellt: War ein laufender Bogen bei einem Material, das erst bei hohen Stromstärken zur Bogenbildung neigte (z. B. Ni), längere Zeit in Betrieb gewesen, so daß ein starke Erwärmung oder sogar ein Glühen der Elektroden in ihrer ganzen Länge eintrat, so verschwand die Bogenentladung nach und nach und bildete sich zurück zur Glimmentladung. Es war dann auch bei Stromsteigerungen bis zu etwa 1,2 Amp. keine Bogenbildung mehr zu erreichen, solange sich die Entladung nicht an irgendeiner Stelle festsetzte. Augenscheinlich spielt also die allgemeine Temperatur der Elektroden eine maßgebende Rolle bei diesen Vorgängen, denn nach Unterbrechung der Entladung und neuem Einschalten bei abgekühlten Elektroden zeigten sich die alten Verhältnisse.

II. Versuche am ruhenden Bogen

1. Verhalten der verschiedenen Metalle bezüglich der Bogenbildung

Es gibt zwei Möglichkeiten, um über das Verhalten der Metalle bei ruhendem Wechselstrombogen Aufschluß zu erhalten. Entweder: Man läßt von den Größen: Frequenz, Spannung, Strom zwei konstant, so daß bei Veränderung der dritten ein kritischer Wert erreicht wird, unterhalb dessen sich ein Bogen nicht mehr zünden läßt — nach dieser Methode hat W. Ramberg seine Metallreihe aufgestellt —. Oder: man macht bei geeigneter Frequenz die Spannung so groß, daß in allen Fällen die Zündung einer Entladung erfolgt, und bestimmt dann für die verschiedenen Metalle die Grenzstromstärke für den Übergang Glimm-Bogenentladung. Dieser Weg wurde im folgenden beschritten. Infolge der Verschiedenheit der Bedingungen kann er zu anderen Werten führen als der erste.

Die Versuche wurden mit derselben Anordnung (Fig. 1) ausgeführt wie beim laufenden Bogen. Nur standen sich hier statt der

Hörner 3—5 cm lange und 0,60 cm dicke Elektroden in einem Abstand von 2—3 mm gegenüber.

a) Der „Einschaltbogen“

Der allgemeine Verlauf war folgender: ließ man die Entladung mit einer genügend großen Stromstärke einsetzen, so lieferten bei Atmosphärendruck die Metalle mit hohem Schmelz- und Siedepunkt wie Al, Cu, Ag, Ni, Fe, W, Pt in kaltem Zustand eine Bogen-, nach eingetretener Erwärmung eine Glimmentladung und erst im hellglühenden, meist mit einer Verdampfung verbundenen Zustand wieder Ansätze zum Bogen. Die Figg. 5 und 6 geben den zeitlichen Spannungsverlauf eines solchen Vorgangs bei einem W-Bogen (N_2 , 600 mm Hg, 0,75 Amp.) und bei einem Zn-Bogen (H_2 , 60 mm Hg, 0,5 Amp.) wieder. (Auf die Bedeutung der unteren Kurve in Fig. 5 wird erst später eingegangen.) Wir erkennen in der Fig. 5 deutlich folgendes: Unmittelbar nach dem Einschalten der Entladung zeigt sich die kleine Brennspannung des Einschaltbogens. In den folgenden Perioden tritt hin und wieder für kurze Zeit ein Umschlag von der Glimmentladung zum Bogen auf, stets geht dabei die Spannung zum Schluß der Halbperiode wieder ungefähr auf den Wert der Glimmentladung hinauf. Im weiteren Verlauf zeigt sich dann nur die Glimmentladung. — Zuletzt tritt ganz allmählich die Bogenentladung wieder auf, und zwar ohne daß jetzt die Spannung zum Schluß der Halbperiode wieder hinaufschnellt. In der Spannungskurve zeigt sich also ein deutlicher Unterschied zwischen dem „Einschaltbogen“ zu Beginn und dem stationären Bogen am Ende des Verlaufs.

Wahrscheinlich spielen Unregelmäßigkeiten der Elektrodenoberfläche eine wichtige, wenn nicht ausschließliche Rolle bei dem Auftreten dieses Einschaltbogens. Die Verhältnisse änderten sich, wenn man die Elektroden abdrehte. Außerdem war der Spannungsabfall an der Bogenstrecke, der bei dem „Einschaltbogen“ stets sprunghaft erfolgte und der an der Br. R. auch bei kürzerer Dauer erkennbar

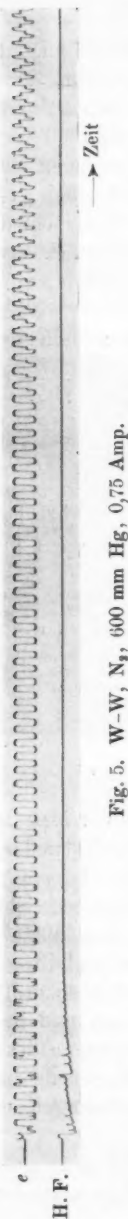


Fig. 5. W-W, N_2 , 600 mm Hg, 0,75 Amp.

war, stets verbunden mit einem Aufleuchten des Elektroden-
dampfspektrums.

b) Übergang zwischen Glimm- und Bogenentladung

Günstiger bezüglich der Reproduzierbarkeit der Umschlagsstrom-
werte liegen die Verhältnisse bei dem sich schließlich einstellenden

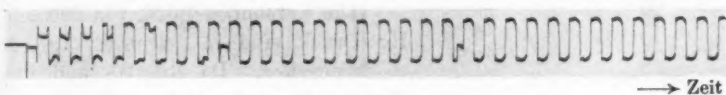


Fig. 6. Zn-Zn, H_2 , 60 mm Hg, 0,5 Amp.

stationären Bogen. Vergrößert man die Stromstärke — anfangend
mit den kleinen Werten der Glimmentladung — langsam, so daß
sich die Elektroden als Ganzes erwärmen können, tritt im allgemeinen
mit Erreichung eines bestimmten Stromwertes während einer Halb-
periode ganz plötzlich ein kurzer Umschlag zum Bogen auf mit

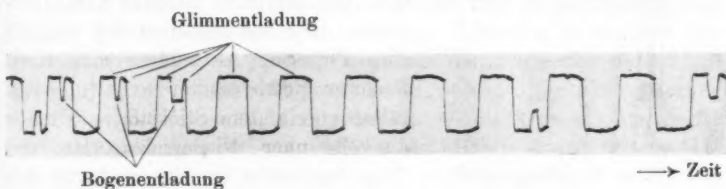


Fig. 7. Ni-Ni, N_2 , 600 mm Hg, 0,65 Amp.

einem anschließenden dauernden unregelmäßigen Wechsel zwischen
Bogenansätzen und einem Glimmen, wobei zunächst noch die Glimm-
entladung den Vorzug hat (Fig. 7). Mit weiterer Stromsteigerung
wird schließlich ein Wert erreicht, bei dem in jeder Halbperiode
der Bogen — wenn auch nur für kurze Zeit — auftritt. Dieser
Stromwert ist bei den verschiedenen Metallen am besten definiert,
wie vor allem aus seiner kleinen Streuung hervorgeht. Es wurde
daher als Kriterium für den Umschlagpunkt Glimmentladung—
Bogenentladung gewählt. Für diesen Übergang ist typisch, daß mit
längerer Versuchsdauer auch ohne Stromsteigerung immer mehr der
Bogen bevorzugt wird, ganz im Gegensatz zum Einschaltbogen.

Die Anordnung für diese Messungen war die in Fig. 8 wieder-
gegebene. Die Elektroden standen einander vertikal gegenüber, oben
befand sich eine Elektrode aus Wolfram, unten die Elektrode aus
dem zu untersuchenden Metall. Auf diese Weise konnte das Weg-
tropfen der leichtschmelzenden Metalle wesentlich eingeschränkt

werden. Da Wolfram im Bogen nur unmerklich verdampfte, war eine Beeinflussung der Messung durch seine Anwesenheit nicht zu befürchten. Die Versuchselektrode war auf einen massiven Cu-Zylinder von 12 mm Durchmesser und 50 mm Länge aufgeschraubt, der wiederum an einem außen gekühlten Cu-Stab befestigt war.

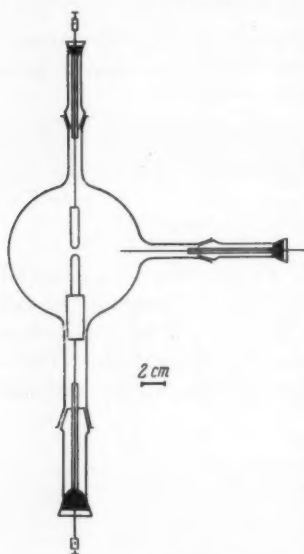


Fig. 8. Entladungsgefäß

Die Ergebnisse in N_2 von 500 mm Hg Druck sind in folgender Tab. 2 wiedergegeben. Da die W- und Pt-Elektroden andere Ausmaße hatten und auf andere Weise befestigt waren, sind diese Werte nicht ohne weiteres zur Einordnung geeignet.

Bei Al hüpfte bei kleinen Stromstärken der Brennfleck äußerst stark auf der Elektrode umher, erst von 0,8 Amp. zeigte er Neigung zum Festsetzen. Bei den Metallen Mg, Ca, Cd, Zn, Pb, Sn, Al bildete sich nach längerer Betriebsdauer auch in sorgfältig gereinigtem Stickstoff ein meist dunkelbrauner Niederschlag an der Brennfleckstelle, im Gegensatz zu den übrigen Metallen, bei denen die Brennfleckfläche metallisch glänzte. Da ein Einfluß chemischer Umsetzung auf die Bogenbildung durchaus zu erwarten ist, wurde die Übergangsstromstärke für die genannten Metalle auch noch in Wasserstoff bestimmt.

Tabelle 2¹⁾

Übergangsstromstärke Glimmentladung-Bogenentladung in N_2 von 500 mm Hg	Übergangsstromstärke Glimmentladung-Bogenentladung in N_2 von 500 mm Hg
Ca < 0,02 Amp.	Pb 0,25 Amp.
Mg < 0,02 "	Pt 0,45 "
C < 0,02 "	Fe 0,65 "
Hg 0,03 "	W 0,9 "
Al 0,05 "	Ni 0,95 "
Cd 0,09 "	Ag 1,15 "
Zn 0,23 "	Cu 1,5 "

1) Die Anordnung der Metalle nach dieser Tabelle und der folgenden Tabelle 3 stimmt gut überein mit derjenigen, die W. Ramberg (a. a. O. S. 343) auf Grund der Abreißgeschwindigkeiten aufgestellt hat.

Das Ergebnis war folgendes:

Tabelle 3

Übergangsstromstärke in H_2 von 500 mm Hg Druck	Übergangsstromstärke in H_2 von 500 mm Hg Druck
Ca < 0,02 Amp.	Pb 0,30 Amp.
Mg < 0,02 "	Zn 0,38 "
C < 0,02 "	Sn 0,6 "
Hg 0,04 "	Al > 1,0 "
Cd 0,23 "	

Bei Ca und Mg zeigte der Brennfleck ein dauerndes unruhiges Umherirren. Bei Al war kurz nach dem Einschalten auch bei kleinen Strömen nur der Bogen vorhanden. Erst nach Stromsteigerung und der damit verbundenen größeren Erwärmung trat die Glimmentladung mehr und mehr hervor, bis bei etwa 1,00 Amp. dieser „Einschaltbogen“ ganz verschwand. Bei Verkleinerung der Stromstärke blieb jetzt die Glimmentladung auch nach Abkühlung längere Zeit bestehen. Bei weiterer Erhöhung des Stromes war bis zum Wegschmelzen der Elektrode kein Bogen mehr zu erhalten. Letzteres gelang mit den maximal erreichbaren Strömen auch bei den übrigen Metallen mit hohem Schmelz- und Siedepunkt in H_2 nicht. Bei Verminderung des Füllgasdruckes war bei C, Mg, Ca ebenfalls ein Übergang der beiden Entladungsarten zu erhalten, er erfolgte bei 0,02 Amp. bei den Drucken: C: $p \approx 300$ mm, Mg: $p \approx 200$ mm, Ca: $p \approx 170$ mm.

Nach den Angaben der beiden letzten Tabellen sind die Metalle bezüglich ihrer Neigung zur Bogenbildung in folgende Reihe zu ordnen:

Ca, Mg, C, Hg, Cd, Pb, Zn, Sn, Al
Fe, Ni, Pt, W, Ag, Cu.

Dabei sind die in H_2 gemessenen Werte gut gesichert bei: Hg, Cd, Zn, Sn, Al, in N_2 bei Fe, Ni, Ag, Cu. Vergleichen wir die oben angegebene Reihenfolge mit der Folge der Metalle bezüglich ihrer Laufneigung, so finden wir eine gewisse Übereinstimmung. Wir hatten dort bei Ca, Mg, C, Hg (fest), Cd, Zn bei Atmosphärendruck in N_2 haftenden Kathodenfleck, bei Fe, Ni, Pt, W, Ag, Cu laufenden Fleck, nur schienen dort Cu und Ag vor Ni zu stehen. Al und Sn nahmen eine Mittelstellung ein.

Beziehen wir uns bei der Frage nach dem Grunde dieser Reihenfolge zunächst auf die *gut gesicherten* Werte, so finden wir, daß bei den Metallen zu Anfang der Reihe sowohl Siedetemperatur wie Verdampfungswärme gering sind, daß diese Größen bei den folgenden Metallen dagegen zunehmen. Im Zusammenhang mit der Tatsache,

daß bei der Bogenentladung bei diesen Materialien immer auch Metaldampf in der Entladungsbahn vorhanden ist, legt dies die Vermutung nahe, daß der Kathodendampf eine wesentliche Rolle bei der Bogenbildung spielt und also nicht nur eine Begleiterscheinung ist. — Der aus der Anode austretende Dampf ist für den Bogen nicht von besonderer Wichtigkeit. Mit Hilfe einer stroboskopischen Scheibe konnte beobachtet werden, daß die Anode vielfach früher als die Kathode verdampfte, es fiel dann zwar die Spannung um einen kleinen Betrag ab, niemals aber zu dem niedrigen Wert der Bogenentladung. Besonders deutlich war diese Erscheinung z. B. bei Ni in H_2 bei Stromstärken von mehr als 0,7 Amp.

Nach der Feldtheorie sollte ein Einfluß des Metaldampfes vorhanden sein insofern, als durch seine Entstehung unmittelbar an der Kathode die Bildung von positiven Ionen und damit die Möglichkeit einer Vergrößerung der positiven Raumladung begünstigt wird. Wenn diese Vorstellung richtig ist, wäre es denkbar, daß sich auch künstlich durch Einbringen von Metaldampf vor die Kathode der Umschlag zum Bogen hervorrufen läßt.

2. Bogen mit künstlicher Dampfzufuhr

a) Von außen in die Entladungsbahn gebrachter Metaldampf

Die Versuche wurden fast sämtlich mit Ni-Elektroden ausgeführt. Diese haben den Vorteil, daß sie mit schwerer Verdampfbarkeit eine geringe Schmelzneigung und gute chemische Beständigkeit verbinden. Die Elektroden standen sich bei waagerechter Lage in einem Abstand von etwa 15 mm gegenüber; bei dieser Entfernung konnte der Einfluß eingebrachten Dampfes auf jede einzelne Elektrode je nach dem Ort der Einbringung gesondert beobachtet werden. Die Erzeugung des Metaldampfes geschah entweder mittels eines kleinen elektrisch geheizten Ofens, oder aber durch einen zur ersten Entladungsstrecke quer und etwas tiefer gestellten, durch einen zweiten Transformator gespeisten Bogen zwischen leicht verdampfenden Elementen, wie Zn und Cd. Als Füllgas diente N_2 bei einem Druck von 50–100 mm Hg, die Glimmentladung wurde betrieben mit etwa 0,3 Amp. Wurde nun auf eine der angegebenen Arten Fremdmetaldampf in der Glimmentladungsstrecke erzeugt, so trat der Übergang zum Bogen in der Halbperiode ein, in der die von dem Dampf erreichte Elektrode Kathode war. Durch Verschiebung der Dampfquelle zwischen den Elektroden konnte die Bogenkathode beliebig gewechselt werden; stand die Dampfquelle symmetrisch zu den beiden Elektroden, so zeigte sich der Bogen über beide Halbperioden. Bei Verwendung von Zn und Cd leuchtete die positive Säule in intensiv grünem Licht.

Im Verlauf der Beobachtungen stellte sich nun aber heraus, daß ein Einsetzen des Bogens nicht mehr erfolgte, oder doch auf ganz seltene Fälle beschränkt wurde, wenn die Ni-Elektroden eine höhere Temperatur annahmen und etwa auf Rotglut erhitzt wurden. Höchstwahrscheinlich ist der Grund der, daß das Auftreten des Bogens im Falle kalter Elektroden dadurch erfolgt, daß sich der fremde Metaldampf auf der nächstgelegenen Elektrode niederschlägt, dann aber infolge der Erwärmung durch die Glimmentladung von hier aus wieder verdampft. Man hätte dann nichts anderes als einen Bogen mit Cd- oder Zn-Kathode und die Versuche beweisen also nicht das, was sie sollten.

b) Dampf aus einer Öffnung in der Elektrode in die Entladungsbahn gebracht

Man kann aber vor der Kathode eine genügend starke Konzentration von Fremddampf erzeugen, ohne daß ein Beschlag der Elektrode eintritt, wenn man die Dampfquelle in das Innere einer Elektrode verlegt und diese auf genügend hohe Temperatur bringt.

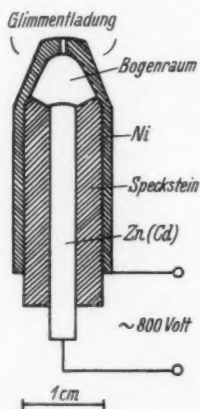


Fig. 9. Künstliche Dampferzeugung durch einen Lichtbogen

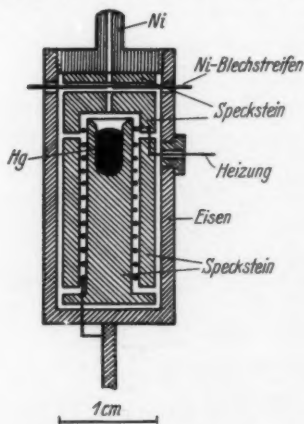


Fig. 10. Künstliche Dampferzeugung mit einem Ofen

Die Dampferzeugung im Innern einer Elektrode geschah teils mit Hilfe eines Lichtbogens, teils mittels eines eingebauten Ofens. Die Figg. 9 und 10 geben die Elektroden im Schnitt wieder. Der Lichtbogen im Innern der Elektrode wurde mit 3 Amp. betrieben. Im Bogen wurde hauptsächlich Cd und Zn verwendet, im Ofen Hg. Da beim Betrieb der Glimmentladung bereits ein allmähliches Verdampfen des Quecksilbers eintrat, mußte die Öffnung in der Elektrode

durch einen Schieber verschlossen werden können. Als Schieber bewährte sich (vgl. Fig. 10) ein mit einem Loch versehener Ni-Blechstreifen von 0,2 mm Dicke, der zwischen den aus der Figur ersichtlichen Specksteinscheibchen eingepreßt verschiebbar war. Die Betätigung des Schiebers geschah mit Hilfe eines dritten Schließes.

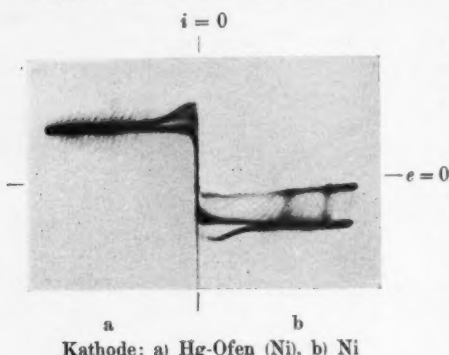


Fig. 11. Charakteristik eines Bogens mit Hg-Verdampfung

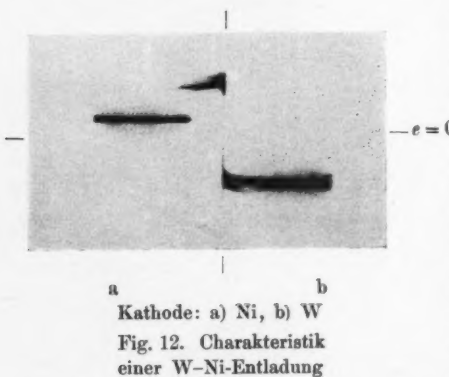


Fig. 12. Charakteristik einer W-Ni-Entladung

Kathode bildet sich vor dem Verlöschen zurück zur Glimmentladung (vgl. Fig. 12), wie das auch aus später zu zeigenden Oszillogrammen hervorgeht (z. B. Fig. 16).

In weiterer Verfolgung des Gedankens, die Dampfdichte vor der Kathode künstlich zu erhöhen, wurden statt Metaldampf noch Gase, wie H_2 , N_2 , Ar durch die Elektrodenöffnung eingeblasen. Dabei war mit H_2 ein Umschlag zum Bogen nicht, mit N_2 nur schwer, mit Ar dagegen leicht zu erhalten. Notwendig war, daß das Entladungs-

Mit Hilfe dieser Anordnungen konnte der Umschlag der Glimmentladung, die bei 50—100 mm Hg und Strömen von 0,3 bis 0,5 Amp. betrieben wurde, in die Bogenentladung infolge der Dampzufuhr bei allen Temperaturen der Elektroden, also auch bei Rotglut erhalten werden. Die hauptsächlichsten Beobachtungen wurden mit Hg angestellt, da hier wegen des niedrigen Siedepunktes die Verhältnisse am günstigsten liegen. Die Charakteristik eines solchen Bogens gibt Fig. 11 wieder. In dieser Figur entspricht die kleinere Spannung des rechten Astes der Bogenentladung: es zeigt sich die Besonderheit, daß beim Abfallen des Stromes auf Null die Bogenspannung nicht auf den Wert bei Glimmstrom ansteigt. Der Bogen bei einer reinen Ni-

gefäß dauernd an der Pumpe lag, damit der mittlere Druck im Gefäß sich nicht wesentlich änderte. Es ist nach der Auffassung der Feldtheorie wahrscheinlich, daß die Gründe für die unterschiedliche Bogenneigung bei den Gasen in den verschiedenen Atomgewichten, die sich wie 1:14:40 verhalten, zu suchen sind.

3. Verdampfung von Isolierstoffen auf den Elektroden

Es wurde noch versucht, die Dampfdichte dadurch zu erhöhen, daß isolierende Stoffe, also solche Stoffe, an denen ohne Metallunterlage keine Entladung ansetzt, von der Elektrode zur Verdampfung gebracht wurden. Verwendet wurde hauptsächlich Schwefel. Als Metallunterlage diente eine Wolframelektrode von 6 mm Durchmesser und 1,5 mm Länge. Der Schwefel wurde dadurch auf das Wolfram aufgetragen, daß die erwärmte Elektrode mit dem Schwefel in Berührung gebracht wurde. Nach dem Erkalten befand sich eine gelbe Schwefelkappe auf der Elektrode. Eine chemische Reaktion

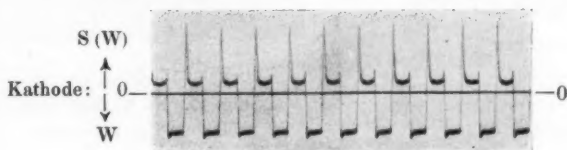


Fig. 13. W-S (W), N_2 , 50 mm Hg, 0,1 Amp.

zwischen den zwei Elementen wurde bei allen vorkommenden Temperaturen nicht beobachtet, das Wolfram zeigt sich nach Entfernung des Schwefels oder am Schluß der Versuche rein und unangegriffen. Die Versuche wurden ausgeführt in N_2 bei einem Druck von 50 mm Hg und mit Stromstärken zwischen 0,050 und 0,100 Amp. Die Gegenelektrode bestand ebenfalls aus W, der Abstand betrug 10 mm. Kurz nach dem Einschalten zeigte sich zunächst nur die Glimmentladung auf dem freigelassenen Teil des Wolframs, solange bis an irgendeiner Stelle der Schwefel anfang merklich zu verdampfen. In diesem Augenblick konzentrierte sich die Entladung auf diesen Punkt und die Glimmentladung schlug in den Bogen um, das Spannungsszillogramm nahm die Form von Fig. 13 an. Sobald der Schwefel von der Elektrode abgedampft war, trat wieder die reine Glimmentladung auf. Daß der W-Dampf dabei irgendeine wesentliche Rolle spielte, ist äußerst unwahrscheinlich; die Stromstärke und damit die Temperatur reichte zu einer Verdampfung längst nicht. Eine spektroskopische Aufnahme zeigte denn auch, daß Wolfram höchstens spuren-

weise vor der Kathode vorhanden war. Auch diese Versuche machen es also wahrscheinlich, daß ein Bogen lediglich durch Erhöhung der Dampfdichte vor der Kathode erzeugt werden kann.

4. Die Spannungskurven und hochfrequente Schwingungen

a) Verschiedene Arten von Spannungskurven

Unterziehen wir die Spannungskurven — in ihnen prägen sich die Besonderheiten der verschiedenen Bogen am deutlichsten aus — einer genauen Betrachtung, so finden wir bei den verschiedenen

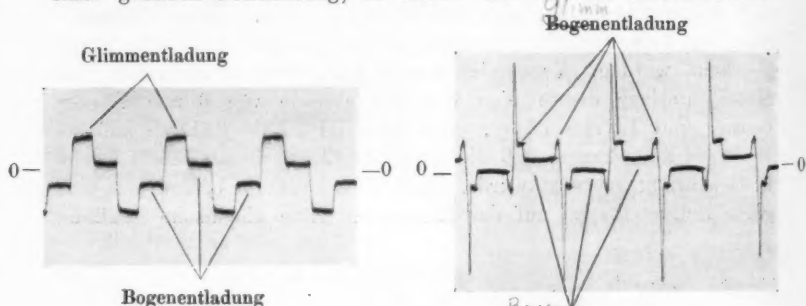


Fig. 14. W-W, N_2 ,
580 mm Hg, 0,65 Amp.

Fig. 15. Ni-Ni (kalt), N_2 ,
580 mm Hg, 0,65 Amp.

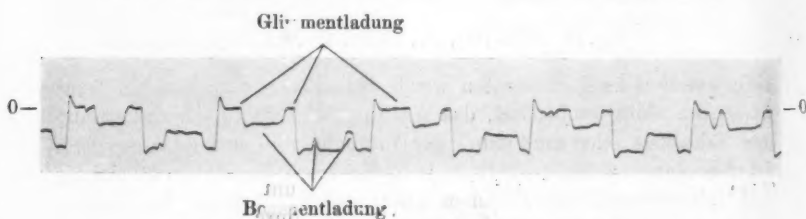
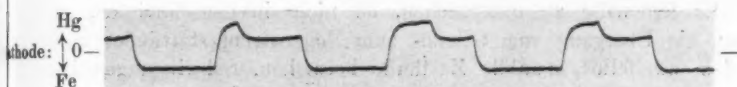
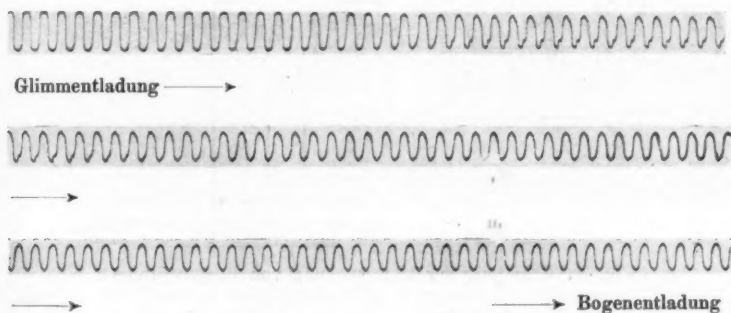


Fig. 16. Ni-Ni (glühend) N_2 , 580 mm Hg, 1,0 Amp.

Metallen und Bogenformen ganz wesentliche Unterschiede. Die Figg. 14 bzw. 15 bzw. 16 geben Oscillogramme eines Wolfram Bogens mit hellglühenden Elektroden in Stickstoff bzw. eines Ni-Bogens mit kalten bzw. eines solchen mit glühenden Elektroden ebenfalls in Stickstoff wieder. Man erkennt: Bei glühenden Elektroden ist die Zündspannung je nach dem Grad der Erhitzung gar nicht (W) oder nur wenig höher (Ni) als die Brennspannung der Glimmentladung, bei kalten nimmt sie dagegen beträchtliche Werte an. Bei W schlägt die Glimmentladung in ganz bestimmten Zeitpunkten der Halbperioden um in die Bogenentladung, die dann bis zum Verlöschen des Bogens

bestehen bleibt. Bei Ni erfolgt dieser Umschlag ziemlich regelmäßig bei kalten Elektroden, unregelmäßig dagegen bei heißen Elektroden. Im Gegensatz zum W tritt bei Ni gegen Ende der Halbperiode ein Rückschlag zur Glimmentladung ein¹⁾. Dieser Rückschlag wurde bei fast allen Materialien gefunden, so in N_2 ausgeprägt bei Cu, Ag, Fe, in H_2 auch bei Al, Pb, Sn, Zn, Cd. Besonders deutlich erscheint die Glimmentladung, wenn der Strom so klein ist, daß sie sich auch bei Beginn jeder Halbperiode zeigt. Bei Hg trat dagegen bei höheren Drucken (100 mm und mehr) kein Rück-

Fig. 17. Fe-Hg, H_2 , 100 mm, 0,06 Amp.Fig. 18. W-W, H_2 , 580 mm Hg, 0,8 Amp.

schlag ein, wie Fig. 17 zeigt; vom Wolfram unterscheidet sich der Umschlagpunkt zum Bogen sehr auffallend durch zeitlich schwankendes Einsetzen während der einzelnen Halbperioden. Beim Pt-Bogen wurden ähnliche Übergänge gefunden wie beim W-Bogen.

Unter bestimmten Bedingungen wurde nur noch ein auffallender Unterschied zwischen dem Spannungsverlauf von W und Pt einerseits und dem der übrigen Metalle andererseits beobachtet, nämlich insofern als bei diesen beiden Elementen die Spannung mit zunehmender Erwärmung der Elektroden kontinuierlich von dem hohen Wert der

1) Wir betrachten hier den stationären Zustand bei glühenden W-Elektroden. Wir hatten gesehen (S. 480 und Fig. 5), daß bei kalten W-Elektroden vorm Verlöschen die Spannung wieder ansteigt, u. U. bis zum Wert der Glimmentladung (Dampfbildung!).

Glimmentladung zu dem kleinen des regulären Bogens abnehmen konnte. Bei den gewöhnlich benutzten Elektroden geschah dies z. B. in Wasserstoff. Fig. 18 gibt den zeitlichen Verlauf dieses Vorgangs bei W-Elektroden in H_2 wieder. Die Spannung nahm zum Schluß noch kleinere Werte an, wenn man während des Verlaufs den Strom steigerte¹⁾. Ein ähnliches allmähliches Absinken der Brennspannung vom Wert der Glimmentladung bis zu dem des Bogens konnte bei keinem anderen Element, auch nicht bei C beobachtet werden.

b) Hochfrequente Schwingungen

Es lag nahe zu untersuchen, ob nicht in den Gebieten, in denen ein Übergang vom Glimm- zum Bogenstrom stattfindet und in dem zweifellos instabile Zustände herrschen, Schwingungen im

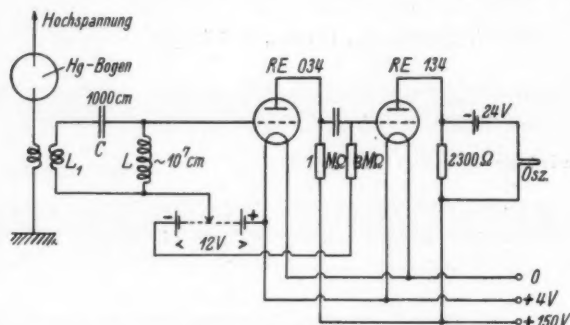
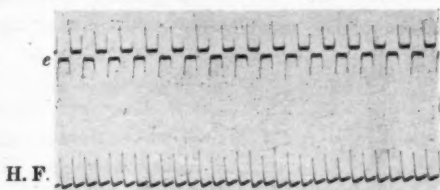
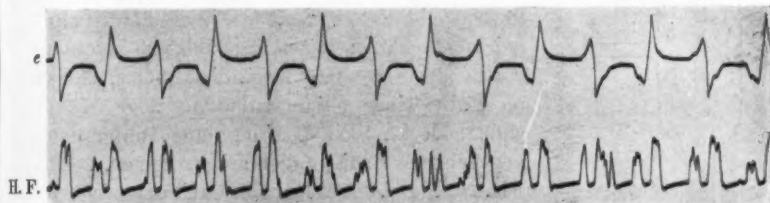


Fig. 19. Schaltung zur Untersuchung von Bogenstörungen

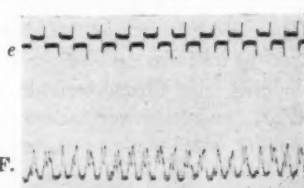
Bogen oder durch den Bogen erzeugt werden. Zur Untersuchung dieser Frage wurde die Schaltung Fig. 19 benutzt. Durch den Kreis L_1-C-L wurde bewirkt, daß die Grundwelle des 50 periodigen Bogenstroms nicht merklich zum Verstärker durchgelassen wurde, so daß allein höherfrequente Schwingungen eine Verstärkung erfahren. Die ganze Anordnung war durch einen Blechkasten abgeschirmt. Die mittels des Verstärkers gleichgerichteten Schwingungen wurden durch die Oszillographenschleife *Osz.* aufgezeichnet. Der Anodenruhestrom war zwecks Erreichung einer größeren Empfind-

1) Hier ist auf den Unterschied der Spannungsform gegenüber der Fig. 14 hinzuweisen, in der sich zu Anfang jeder Halbperiode die Glimmentladung zeigt. Dieser Unterschied ist bedingt durch die Art des verwendeten Füllgases, mit dem sich die Größe des Brennflecks ändert, sowie durch die Größe der benutzten Elektroden. Es ließ sich z. B. auch in N_2 ein kontinuierlicher Übergang erreichen, wenn man kleinere Elektroden möglichst an dünnen Stielen benutzte.

lichkeit kompensiert. Zur Prüfung der Anordnung wurde zunächst ein mit einem rotierenden Hg-Unterbrecher versehener Gleichstromkreis an die Spule L_1 geschaltet. Es konnten beim plötzlichen Schließen und Öffnen des Gleichstromes auch bei 1,0 Amp. nur im Falle des Stromschlusses kleine Spitzenausschläge im Oszillographen beobachtet werden. Es werden also alle Unregelmäßigkeiten im Oszillogramm in erster Linie auf hochfrequente Vorgänge im Bogenstromkreis zurückzuführen sein. In dem oben angeführten Oszillogramm des W-Bogens (Fig. 5) zeigt die untere Kurve zu

Fig. 20. Zn-Zn, N_2 , 500 mg Hg, 0,3 Amp.Fig. 21. Sn-Sn, N_2 , 500 mm Hg, 0,2 Amp.

Beginn den Verlauf einer solchen hochfrequenten Störung im Bogen¹⁾. Weitere Oszillogramme dieser Vorgänge sind in den Figg. 20, 21, 22 wiedergegeben, die Elektrodenmetalle sind Zn, Sn und W, sie sind in dieser Reihenfolge nach geringer werdender Verdampfbarkeit geordnet (Siedepunkt, Verdampfungswärme zunehmend). Man erkennt aus den Figuren, daß eine Störung zunächst

Fig. 22. W-W, N_2 , 500 mm Hg, 0,65 Amp. Bogenstromstörungen

1) Daß es sich um hochfrequente Schwingungen handelt, von denen das Oszillogramm die Niederfrequenzkomponente des gleichgerichteten Stroms wiedergibt, folgt z. B. daraus, daß bei Veränderung der Vorspannung der ersten Röhre des Verstärkers von stark negativen zu positiven Werten der Ausschlag das Vorzeichen umkehrt, ohne daß die Kurve sonst ihren Charakter ändert.

beim Einsatz einer Entladung überhaupt, sodann aber in einem gewissen Übergangsgebiet auftritt. Auffallend ist der Unterschied zwischen Zn (Fig. 20) und W (Fig. 22). Die Spannungskurve ist fast dieselbe, die Bedingungen für die Entstehung von Hochfrequenzschwingungen ganz verschieden: bei W erstrecken sie sich fast über die ganze Halbperiode¹⁾.

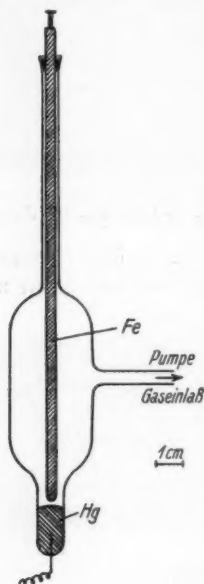


Fig. 23

Weitere Versuche wurden an einem Hg-Wechselstrombogen in H_2 ausgeführt. Die Anordnung war diejenige von Fig. 23. Der Durchmesser des Gefäßansatzes, der das Quecksilber enthielt, betrug 10 mm. Um einen möglichst kleinen Abstand von der Gegenelektrode erreichen zu können, wurde als solche ein Eisenstab benutzt, der bis in eine Entfernung von 3—5 mm von der Hg-Oberfläche gebracht wurde. In Wasserstoff war bei einem Füllgasdruck von 100 mm Hg und einem Strom von 0,06 Amp. die Hg-Oberfläche im Falle einer Glimmentladung noch nicht ganz bedeckt. Ein Oszillogramm, unter den angegebenen Bedingungen aufgenommen, zeigt Fig. 24a. Bei den folgenden Oszillogrammen b bis c ist lediglich der Druck im Quecksilbergefäß vermindert, Strom und Empfindlichkeit der Schleifen sind unverändert gelassen. Man erkennt bei a) den Spannungsabfall zum Bogen, wenn das Quecksilber Kathode ist;

am Eisen bildete sich nur die Glimmentladung aus. Eine hochfrequente Störung ist nicht zu bemerken. Bei b) ist bei einem Druck von 14 mm die Oberfläche im Verlauf der Halbperiode bereits ganz bedeckt, die Charakteristik wird steigend, wie die Spannungskurve zeigt, und wie vor allem die Br.R. erkennen läßt. Gleichzeitig machen sich hochfrequente Störungen in einem kleinen Bereich kurz vor dem Umschlag zum normalen Bogen bemerkbar. Bei c geht diese Entwicklung bei einem Druck von 10 mm Hg weiter. Die hochfrequente Schwingung besteht hier während der ganzen Halb-

1) Wenn in Fig. 5 die hochfrequenten Störungen nur nach dem Einschalten des Bogens auftreten, dagegen nicht mehr später, obwohl hier Bogen- und Glimmentladung regelmäßig abwechselt, so hat dies wohl seinen Grund darin, daß beim W-Bogen, wenn die Elektroden sehr heiß geworden sind, der Übergang zwischen den beiden Entladungsformen verhältnismäßig langsam erfolgt. Vgl. Fig. 14 (Thermische Elektronen-Emission!)

periode, ihre Amplitude am Eingang ist tatsächlich so groß, daß der Verstärker übersteuert ist. Leitete man den Hochfrequenzstrom vor dem Wasserwiderstand R_1 (vgl. Fig. 2) durch einen Kondensator von 5000—10000 cm zur Erde ab und bestimmte den Strom in dieser Ableitung, so ergab er sich unter günstigsten Bedingungen

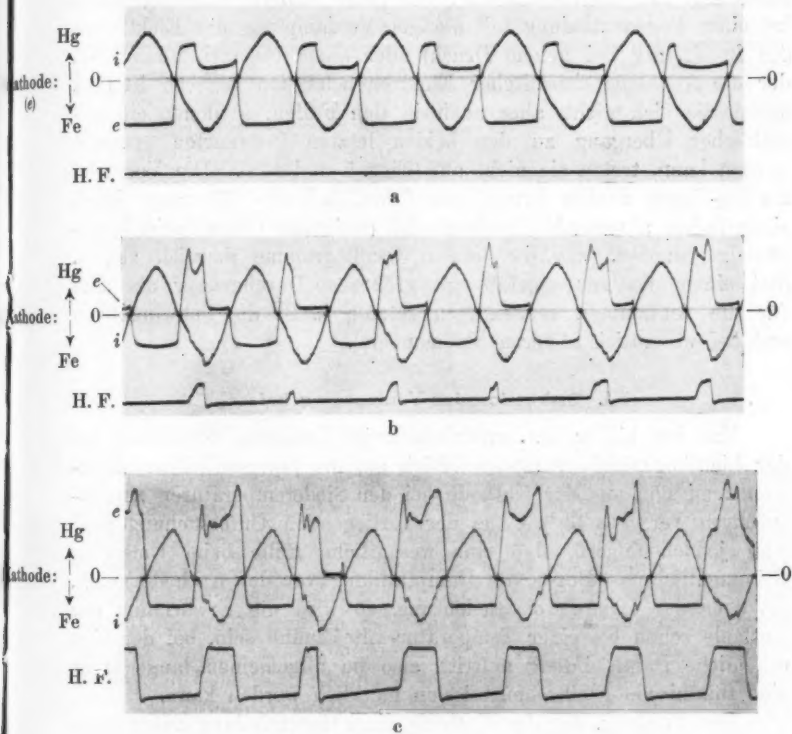


Fig. 24

als 30 mal so groß wie der Speisestrom des Bogens. In einem bestimmten Fall erreichte er bei einem normalen Bogenstrom von 0,03 Amp. eine Stärke von 0,92 Amp.

Die Frequenz erwies sich als abhängig von Selbstinduktion und Kapazität im Stromkreis. Die Bestimmung geschah mittels eines lose angekoppelten Telefunken-Wellenmessers, sie ergab je nach zugeschalteter Selbstinduktion und Kapazität einen Bereich von $1 \cdot 10^5$ — $2 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{sec}}$, d. h. die Wellenlängen lagen zwischen

150 und 3000 m. Die Resonanzkurven waren von erheblicher Breite.

Die Oszillogramme am Hg-Bogen bestätigen die Auffassung, daß die Hochfrequenzschwingungen auftreten außer bei Einschaltvorgängen in einem ausgeprägten Übergangsbereich zwischen Glimmentladung und Bogenentladung; bei reiner Glimmentladung sowie bei einer Bogenentladung mit stetiger Verdampfung der Elektroden (Zn in N_2 , Hg bei hohem Druck) oder einer Bogenentladung, bei der die Annahme thermischer Elektronenemission gegeben ist (W), zeigen sie sich nicht, aber auch in den Fällen, in denen ein allmählicher Übergang zu den beiden letzten Bogenarten erwartet werden kann, treten sie nicht auf (Figg. 5 und 24a). Die Versuche am Hg-Bogen deuten ferner darauf hin, daß die Störungen durch einen hohen abnormalen Kathodenfall (steigende Charakteristik) begünstigt werden, wie die letzten Oszillogramme deutlich zeigen. (Bei einem Entladungsgefäß mit größerem Durchmesser als dem für die Aufnahmen verwendeten setzten z. B. die Schwingungen erst bei wesentlich höheren Strömen ein).

III. Diskussion der Versuchsergebnisse

Man hat bisher das verschiedenartige Verhalten der Metalle bei der Lichtbogenbildung ausschließlich auf die unterschiedliche Elektronenemission aus der Kathode bei den Siedetemperaturen zurückzuführen versucht (2)¹⁾. Aus der vorliegenden Untersuchung muß man jedoch folgern, daß eine wesentliche Rolle beim Umschlag Glimmentladung—Bogen die Dampfbildung vor der Kathode spielt. Ist aber der Dampf von Bedeutung, so wird die Erwärmung der Kathode schon bei einer Temperatur von Einfluß sein, bei der eine erhebliche Dampfbildung auftritt, also im allgemeinen lange bevor eine thermische Elektronenemission merklich werden kann.

Der Vorgang, der der Kathode einer Gasentladung Energie zuführt und sie erwärmt, ist in der Hauptsache der Aufprall der positiven Ionen auf die Kathodenoberfläche. Diese Stoßenergie kann sich in Wärme umsetzen und dadurch unter Deckung der Wärmeverluste durch Leitung, Konvektion usw. eine rein thermische Verdampfung der Kathode bewirken. Außerdem aber ist es denkbar, daß die stoßenden Teilchen durch direkte Impulsübertragung Metallatome aus der Elektrodenoberfläche nach Art der Kathodenzerstäubung

1) Man vergleiche auch die zusammenfassende Darstellung bei R. Seeliger, Einführung in die Physik der Gasentladungen. Barth, Leipzig 1934, S. 386, 404, 494.

einer Glimmentladung auslösen. Es ist dann sehr wohl möglich, daß außer dem Siedepunkte auch die Sublimationswärme im Zusammenhang mit der Bogenneigung eines Metalls steht. Die Zahlen hierfür sind neben Schmelzpunkt, Siedepunkt, Wärmeleitfähigkeit und Temperaturleitfähigkeit in Tab. 4 aufgeführt.

Tabelle 4

Element	Schmelzpunkt ° C	Siedepunkt ° C	Wärme- leitfähigkeit cal/°C cm sec	Temperatur- leitfähigkeit cm ² /sec	Sublimations- wärme kcal/Gr.-atom
Hg	- 39	357	0,025	0,053	15
Cd	321	770	0,20	0,421	29
Zn	412	920	0,255	0,380	36
Ca	800	1200	—	—	23
Mg	650	1090	0,36	0,856	50
Pb	327	1530	0,079	0,216	56
Al	660	2000	0,444	0,785	62
Ag	960	2000	1,00	1,70	69
Cu	1083	2310	0,92	1,13	87
Sn	232	2220	0,145	0,362	89
Ni	1452	3080	0,14	0,145	120?
Fe	1411	3240	0,15	0,185	136
Pt	1770	3800	0,165	0,240	147
W	3890	4830	0,42	0,629	244
C	3700	4400	0,105	0,215	272

Diese Reihe, die nach der Sublimationswärme geordnet ist und derjenigen nach dem Siedepunkt fast vollkommen gleichläuft, zeigt im großen und ganzen, abgesehen von C, eine gute Übereinstimmung mit Tab. 1 nach der Laufneigung des Bogens. Die ersten sechs Metalle zeigen bei geringer Laufneigung (Hg: fest) eine leichte Bogenbildung, Al und Sn nehmen eine Mittelstellung ein, während bei den übrigen, außer bei C, der Bogen erst bei größeren Strömen einsetzt und der Kathodenfleck eine gute Beweglichkeit besitzt.

Wesentliche Abweichungen dagegen sind von der Reihenfolge nach den Tabellen 2 und 3 (S. 482 u. 483) vorhanden, die sich auf den stationären Zustand beziehen, und zwar werden diese besonders deutlich bei Cu, Ag und vielleicht noch Al.

Nun wird im Falle eines stationären Bogens die der Elektrode von der Stirnfläche aus zugeführte und dort durch Ionenstoß erzeugte Wärme zu einem großen Teil durch Wärmeleitung abgeführt werden und nur ein kleiner Teil wird zum Schmelzen und Verdampfen verwandt werden. Denn die im Bogen tatsächlich pro Sekunde abdampfende Menge ist außerordentlich klein [Bruchteile von Milligramm/Amp.sec z. B. beim Fe-Bogen (10)]. Wenn das Ende des Versuchsstabes auf einer konstanten Temperatur gehalten

wird, so ist also die Wärmemenge, die zuzuführen ist, um die Stirnfläche auf eine bestimmte Temperatur zu bringen, um so größer, je größer die Wärmeleitfähigkeit k ist. Nimmt man an, daß die maßgebliche Temperatur in der Nähe der Siedetemperatur T_s liegt, so wird man unter den einfachsten Annahmen für die pro Sekunde zuzuführende Wärmemenge W ansetzen können:

$$W \approx A \cdot T_s \cdot k.$$

A ist ein Proportionalitätsfaktor, der z. B. Länge und Querschnitt der Elektrode enthält. Der Wärmemenge W ist der nötige Betriebsstrom ungefähr proportional:

Setzt man $A = 1$, d. h., rechnet man den Wert von $T_s \cdot k$, so findet man folgende Tabelle.

Tabelle 5

Element	W (cal/sec)	Element	W (cal/sec)
Hg	9	C	463
Pb	121	Fe	485
Cd	154	Pt	627
Zn	235	Al	880
Sn	322	Ag	2000
Mg	382	W	2030
Ni	430	Cu	2120

Das Auffallende an der Reihenfolge dieser Tabelle ist die veränderte Stellung von Cu, Ag und Al gegenüber Tab. 4. Wir finden hierin eine gute Übereinstimmung mit der experimentell gefundenen Reihenfolge der Metalle auf S. 482, in der vor allem Cu und Ag deutlich am Ende stehen. Starke Abweichungen treten besonders bei Ca, Mg, C auf, also bei Elementen, die durch ihre chemische Affinität zu den Füllgasen oder durch Oberflächenbeschaffenheit eine Sonderstellung einnehmen. Bei Hg, Pb, Cd, Zn, Sn, Ni, (Al), Ag, Cu, bei denen auch versuchstechnisch die Verhältnisse ziemlich klar liegen, ist aber die Übereinstimmung der Reihenfolge jedenfalls im großen Zuge so gut, daß bei ihnen die dem Ansatz zugrunde liegenden Annahmen wohl im wesentlichen als gerechtfertigt angesehen werden können.

Auch die übrigen am Bogen gemachten Beobachtungen lassen die ausschlaggebende Bedeutung der Dampf bildung vor der Kathode für die verschiedenen Bogenerscheinungen erkennen: Metalle mit leichter Verdampfbarkeit zeigen ein Haften des Kathodenflecks bei einer Bewegung des Bogens, solche dagegen, die nur schwer verdampfen, zeigen eine gute Beweglichkeit desselben, und zwar einschließlich der Metalle, die bei hohen Temperaturen eine thermische

Elektronenemission erwarten lassen, solange sie nur als Ganzes kalt sind. Da man in den letzten Fällen auch bei großen Laufgeschwindigkeiten (oder Rotationsgeschwindigkeit der Kathode) einen Bogen aufrechterhalten kann, wird man hier keine rein thermische Verdampfung annehmen können¹⁾. Da aber immer Kathodendampf vorhanden ist, so werden die Erscheinungen am besten ihre Erklärung durch die Vorstellung finden, daß in diesen Fällen die Dampfbildung vor allem durch direkte Loslösung der Metallatome erfolgt. Gestützt wird diese Annahme durch die Tatsache, daß die Dampfbildung und damit der Bogenumschlag besonders beim laufenden Bogen außerordentlich stark von der Masse der Füllgasatome abhängt, bei H_2 , N_2 , Ar z. B. in ganz ähnlicher Weise, wie man es nach den Erscheinungen bei der Kathodenzerstäubung zu erwarten hat. Die Amplitude wie die Höhe der Frequenz der im Übergangsgebiet auftretenden Hochfrequenzschwingungen, wie sie z. B. beim Hg-Bogen und anderen (z. B. Pb-Bogen) gefunden wurden, und für die ja der Bogen selbst als Generator wirkt, machen eine solche Erklärung ebenfalls wahrscheinlich, da eine rein thermische Mitwirkung des Bogens an dieser Schwingungserzeugung kaum anzunehmen ist.

Abschließend kann man feststellen: Es gibt bei allen untersuchten Materialien Bogenformen, bei denen sämtliche Beobachtungsergebnisse (spektroskopische Untersuchungen, Verlauf der Spannungskurven, Hochfrequenzschwingungen) als Entstehungsgrund die Dampfbildung vor der Kathode wahrscheinlich machen. Bei nur 2 Metallen, W und Pt, die der Gruppe von Elementen mit hoher Elektronenemission bei der Siedetemperatur angehören, können äußere Bedingungen geschaffen werden, bei denen alle Beobachtungen eine Mitwirkung des Metaldampfes ausschalten. Bei allen übrigen Metallen, sowie auch bei C, muß zum mindesten im Übergangsgebiet die Dampfbildung als wesentlich angenommen werden.

Zusammenfassung

1. Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist, einen Beitrag zur Kenntnis über die Vorgänge im elektrischen Lichtbogen zu liefern. Gearbeitet wird in dem Übergangsgebiet Glimmentladung-Bogen, das erreicht wurde durch passende Wahl von Druck, Strom und Spannung. Die benutzte Stromart war Wechselstrom, da hierbei ein Umschlag infolge des Stromanstiegs und -Abfalls in jeder Halbperiode erreicht und leicht beobachtet werden kann.

1) H. Stolt(11) u. R. Seeliger(12) schlossen zum Teil auch rechnerisch auf Temperaturen im Brennfleck von nur wenigen hundert Grad.

2. Versuche an laufenden Bogen nach Art der Hörnerblitzableiter ergeben, daß man je nach dem Elektrodenmetall Bogen mit laufendem oder haftendem Kathodenfleck unterscheiden kann. Bei der Gruppe Cu, Ag, W, Pt, Ni, Fe läuft der Fleck, bei Hg (fest), Cd, Zn, Pb, Mg, Ca, C haftet er. Al und Sn bilden insofern eine Mittelgruppe, als bei ihnen bei kleinen Strömen der Kathodenfleck läuft, während er bei größeren haftet. Man erkennt, daß sich die Laufart im wesentlichen richtet nach der Verdampfbarkeit (Siedepunkt, Verdampfungswärme) des Metalls.

3. Am ruhenden Bogen wird der Einfluß des Elektrodendampfes weiter verfolgt. Es zeigt sich, daß immer, wenn sich Metaldampf von genügender Konzentration vor der Kathode bildet, ein Umschlag einer bestehenden Glimmentladung in den Bogen erfolgt.

Dies gilt auch, wenn eine hohe Dampfdichte von anderem als dem Kathodenmaterial künstlich vor der Kathode erzeugt wird.

4. Die Erscheinung, daß der Umschlagspunkt nicht unmittelbar von der Temperatur des Kathodenmetalls abhängt, sowie die Tatsache, daß bei kalten Elektroden der Bogen oft bei kleineren Stromstärken bestehen kann als bei heißen, führen zu der Vermutung, daß die Dampferzeugung nicht in allen Fällen durch eine rein thermische Verdampfung geschieht. Angenommen wird die Möglichkeit einer direkten Loslösung von Metallatomen durch Stoß der auf die Kathode auflappenden positiven Ionen.

5. Bei der Untersuchung des Überganges Glimmentladung—Bogen wird das Auftreten von hochfrequenten Schwingungen in diesem Gebiet festgestellt. Speziell beim Hg-Bogen nimmt die Amplitude im Falle eines anomalen Kathodenfalls Werte an, die bis zum 30fachen des Bogenstromes anwachsen. Die Frequenzen ergaben sich je nach Selbstinduktion und Kapazität des Stromkreises in einem Bereich von $1 \cdot 10^5$ — $2 \cdot 10^6$ sec.

6. Der Versuch, einen Zusammenhang herzustellen zwischen wärmetechnischen Daten der Metalle, insbesondere der Sublimationswärme, Siedetemperatur und Wärmeleitfähigkeit und ihrer Bogenneigung führt zu einer im wesentlichen guten Übereinstimmung zwischen Versuch und Überlegung.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München angefertigt. Herrn Geheimrat Dr. J. Zenneck möchte ich auch an dieser Stelle für die Anregung hierzu, sowie für die ständige Unterstützung und eingehende Beratung meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Literaturnachweis

- 1) H. Stolt, Diss. Uppsala 1925.
- 2) W. Ramberg, Ann. d. Phys. [5] **12**. S. 314. 1932.
- 3) I. Langmuir, Gen. Electr. Rev. **26**. S. 731. 1923.
- 4) H. Nagaoka u. J. Sugiura, Phys. Ber. **6**. S. 868. 1925.
- 5) J. v. Issendorf, Phys. Ztschr. **29**. S. 857. 1928.
- 6) R. C. Mason, Phys. Rev. **38**. S. 427. 1931.
- 7) F. Lüdi, Ztschr. f. Phys. **82**. S. 815. 1933.
- 8) J. J. Sommer, Phys. Ztschr. **34**. S. 324. 1933.
- 9) A. v. Engel, M. Steenbeck u. R. Seeliger, Ztschr. f. Phys. **85**. S. 144. 1933.
- 10) R. Seeliger u. H. Wulfhekel, Ann. d. Phys. [5] **6**. S. 87. 1930.
- 11) H. Stolt, Ztschr. f. Phys. **26**. S. 95. 1924; **31**. S. 240. 1925.
- 12) R. Seeliger, Phys. Ztschr. **27**. S. 22. 1926.

München, Juli 1934.

(Eingegangen 29. Dezember 1934)

Der Einfluß der Kaltbearbeitung auf das Wärmeleitvermögen

Von G. Tammann und W. Boehme

(Mit 7 Figuren)

Im folgenden wird gezeigt, daß die durch Kaltbearbeitung hervorgerufene prozentuale Verminderung des thermischen wie des elektrischen Leitvermögens einander gleich sind, und daß sich beide Eigenschaften von der Kaltbearbeitung in gleichen Temperaturintervallen erholen. Ferner wurde der Frage nachgegangen, ob durch das Walzen ein Anisotropieeffekt des Wärmeleitvermögens in den Walzplättchen entsteht.

Das Vergleichsverfahren zur Messung der Wärmeleitfähigkeiten zweier Drähte

Die Temperatur t nimmt in einem langen an einem Ende erwärmten Draht im Abstände x vom erwärmten Ende nach folgender e -Funktion ab.

$$(1) \quad t = e^{-x \sqrt{\frac{\alpha \cdot O}{\lambda \cdot q}}}$$

Hier bedeuten λ die innere, α die äußere Wärmeleitfähigkeit, O die Oberfläche und q den Querschnitt des Drahtes.

Für zwei Drähte von gleichen Oberflächen, Querschnitten und äußeren Wärmeleitfähigkeiten, welche an je einem Ende auf dieselben Temperaturen erwärmt sind, gilt für zwei Abstände x_1 und x_2 von den erwärmten Drahtenden, bei denen die Temperaturen in beiden Drähten dieselben sind, folgende Gleichung.

$$(2) \quad \frac{x_1}{x_2} = \sqrt{\frac{\frac{\alpha_2}{\lambda_2}}{\frac{\alpha_1}{\lambda_1}}}$$

Für gleiche äußere Wärmeleitfähigkeiten gilt die Gleichung:

$$(3) \quad \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{x_1^2}{x_2^2}$$

Die Gl. (1) ist erfüllt für einen unendlich langen Draht, von dem ein Ende über die Temperatur seiner Umgebung erwärmt ist. Praktisch ist aber der Temperaturverlauf in einem 1 mm dicken und 20 cm langen Draht von dem eines unendlich langen Drahtes,

gleichen Durchmessers, nicht verschieden, wenn ein Ende desselben um 80° über die Temperatur der Umgebung erhitzt wird.

Die äußeren Wärmeleitfähigkeiten α_1 und α_2 sind durch Strahlung und Konvektion bedingt. Für zwei Drähte im harten und weichen Zustande sind die äußeren Wärmeleitungen wahrscheinlich dieselben. Hierfür kann man folgende Erfahrung anführen: Wenn auf Grund von Messungen nach der Gl. (3) das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten zweier Drähte aus Eisen und Nickel gleich gefunden wird dem Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit, gemessen nach anderen Verfahren, bei denen das äußere Wärmeleitvermögen eliminiert wurde, so kann man erst recht den Unterschied in den äußeren Wärmeleitfähigkeiten eines harten und weichen Drahtes vernachlässigen.

Nimmt man für das Wärmeleitvermögen des Nickels den Wert 0,839 und für den des Eisens den Wert 0,823¹⁾ an, so ergibt sich das Verhältnis der beiden Wärmeleitfähigkeiten zu 1,02, während die Messung nach der Gl. (3) den Wert 1,04 ergab.

Die Ausführung des Vergleichs der Wärmeleitfähigkeiten von harten und weichen Drähten

Die beiden Drähte (20 cm lang und 1 mm dick) wurden durch Einklemmen zwischen Kupferbacken mit den Wasserbädern A und B (Fig. 1) verbunden. Durch Einleiten von Wasserdampf wurde das

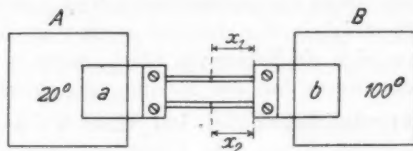


Fig. 1. Apparat

Gefäß B auf 100° ²⁾ erhitzt, während das Gefäß A auf 20° gehalten wurde. Vor Luftströmungen waren beide Drähte durch Glasplatten geschützt.

Nachdem sich in beiden Drähten eine stationäre Temperaturverteilung nach 20 Min. hergestellt hatte, wurde auf dem harten Draht eine Stelle im Abstände x_2 von der Wärmequelle aufgesucht, deren Temperatur gleich war der einer Stelle des weichen Drahtes im Abstände x_1 von der Wärmequelle. Hierzu dienten zwei Thermolemente (Eisen—Konstantan 0,05 mm Durchmesser), deren Lötstellen

1) A. Eucken u. K. Dittrich, Ztschr. phys. Chem. 125. S. 211. 1927.

2) Nur bei den Drähten aus Silber und Messing wurde das Gefäß B auf nur 50° erhitzt.

an den beiden zu untersuchenden Drähten verschoben werden konnten bis beide Thermoelemente den gleichen Galvanometerausschlag hervorriefen. Es war bequem, die eine Lötstelle am weichen Draht zu befestigen und die andere auf dem harten Draht zu verschieben. Das befestigte Thermoelement zeigte eine um $0,5^\circ$ höhere Temperatur an als das angepreßte.

Die Differenz $x_1 - x_2$ wurde mit einem Mikroskop gemessen und so die Werte x_1 und x_2 ermittelt.

Für den Vergleich des Einflusses der Kaltbearbeitung auf den elektrischen Widerstand ist es bequemer, an Stelle der Wärmeleitfähigkeit den thermischen Widerstand s einzuführen:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{s_2}{s_1} = \frac{x_1^2}{x_2^2}.$$

Die prozentische thermische Widerstandsdifferenz $\frac{\Delta s}{s} \cdot 100$ ergibt sich zu:

$$\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} - 1 \right) 100 = \left(\frac{s_2 - s_1}{s_1} \right) \cdot 100 = \frac{\Delta s}{s} \cdot 100.$$

Über den Fehler der Bestimmung von $\frac{\Delta s}{s} \cdot 100$, der prozentischen thermischen Widerstandsänderung durch Kaltbearbeitung, ist zu sagen: Eine Verschiebung des Thermoelements auf dem Draht um 0,2 mm ergab einen Galvanometerausschlag von einem Skalenteil. Die Meßgenauigkeit der Längen x_1 und x_2 betrug 0,2 mm, hieraus berechnet sich ein Fehler von $0,5\%$, wenn $x_1 = 80,0$ mm ist.

Beispielsweise wurde bei der Messung der prozentischen thermischen Widerstandsdifferenz $\frac{\Delta s}{s} \cdot 100$ eines weichen und harten Kupferdrahtes gefunden:

$$\begin{array}{lll} \text{Für den weichen Draht } x = 80,0 \text{ mm,} \\ \text{„ „ harten „ } x = 79,35 \text{ „} \\ \text{„ } \left(\frac{x_1^2}{x_2^2} - 1 \right) \cdot 100 & = & 1,6\%. \end{array}$$

Die Kaltbearbeitung wurde bei 20° in folgender Weise ausgeführt: Die betreffenden Metallblöckchen wurden durch eine Drahtwalze von einem Querschnitt $6,5 \times 6,5$ mm auf $2,0$ mm² herunter gewalzt und darauf zu Drähten von 1 mm Durchmesser gezogen. Das entspricht einem Bearbeitungsgrad von 98% . Durch einstündiges Erhitzen der harten Drähte von Ag, Cu, Al, (72 Cu + 28 Zn) und (77 Ag + 23 Zn) im Wasserstoffstrom auf 350° wurden sie in den weichen Zustand übergeführt, die Drähte von Fe und Ni durch Erhitzen auf 750° .

Die weichen und harten Drähte waren auf Hochglanz poliert und ihre Durchmesser stimmten bis auf 0,003 mm überein. In der folgenden Tabelle sind die prozentischen thermischen $\frac{\Delta s}{s} \cdot 100$ und elektrischen $\frac{\Delta w}{w} \cdot 100$ Widerstandsänderungen für einen Kaltbearbeitungsgrad von 98% angegeben.

	$\frac{\Delta s}{s} \cdot 100$	$\frac{\Delta w}{w} \cdot 100$
Ag	5,8	5,2
Cu	1,6	1,5
Fe	3,2	3,1
Ni	5,4	5,2
Al	0	0
(77 Ag + 23 Zn)	22,0	20,4
(72 Cu + 28 Zn)	22,0	19,0

Die prozentischen Änderungen des elektrischen $\frac{\Delta w}{w} \cdot 100$ und thermischen $\frac{\Delta s}{s} \cdot 100$ Widerstandes sind für die Metalle Ag, Cu, Fe und Nickel gleich und erreichen nur kleine Beträge von höchstens 6%. Aluminium zeichnet sich vor allen Metallen dadurch aus, daß sein elektrischer Widerstand bei der Kaltbearbeitung sich nicht vergrößert¹⁾. Dementsprechend wurde auch gefunden, daß sein thermischer Widerstand durch Kaltbearbeitung nicht beeinflußt wird. Die beiden Mischkristalldrähte (77 Ag + 23 Zn) und (72 Cu + 28 Zn) zeigen einen besonders hohen Einfluß der Kaltbearbeitung auf ihren thermischen Widerstand.

Auch für die Änderung des thermischen und elektrischen Widerstandes durch Kaltbearbeitung gilt das Wiedemann-Franzsche Gesetz.

Die durch Kaltbearbeitung der Metalle veränderten Eigenschaften nähern sich beim sukzessiven Erhitzen ihren Werten im weichen Zustande. Da der relative Einfluß der Kaltbearbeitung auf den thermischen und elektrischen Widerstand nahezu der gleiche ist, so war zu erwarten, daß auch die Erholungskurven beider Widerstände einander sehr ähnlich sein werden. Die Erholungskurven (Figg. 2—7) wurden in folgender Weise bestimmt. Der harte Draht wurde je $\frac{1}{2}$ Std. lang im Wasserstoffstrom erhitzt, beginnend mit der tiefsten Temperatur, abgekühlt und der Wert $\frac{\Delta s}{s} \cdot 100$ bestimmt.

1) G. Tammann u. K. L. Dreyer, *Heraeus Vacuumschmelze*, Festschrift 1933. S. 86.

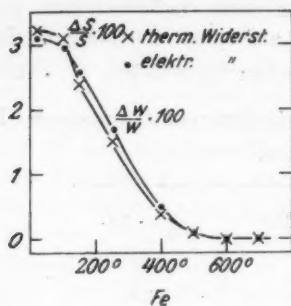


Fig. 2

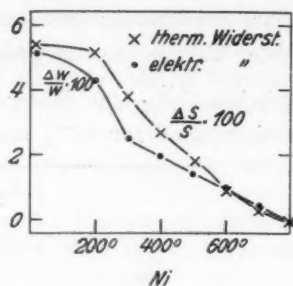


Fig. 3

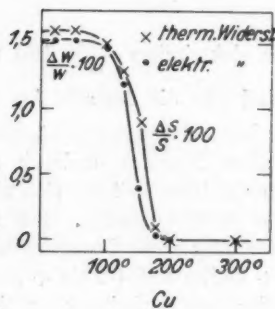


Fig. 4

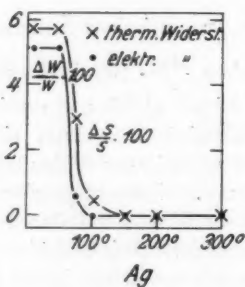


Fig. 5

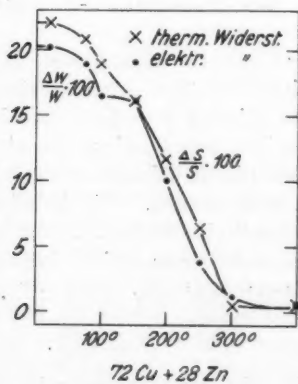


Fig. 6

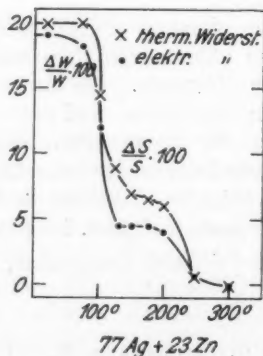


Fig. 7

Bei den Mischkristalldrähten: (77 Ag + 23 Zn) und (72 Cu + 28 Zn) findet man auf den Erholungskurven des thermischen, wie auf denen des elektrischen Widerstandes zwei Erholungsintervalle, von denen das bei höherer Temperatur liegende wahrscheinlich dem Kupfer bzw. dem Silber, das niedriger liegende dem Zink zuzuordnen sind.

**Wird durch das Walzen von Metallen
der thermische Widerstand von der Richtung abhängig?**

Die elektrischen Widerstände des Kupfers in der Walzrichtung und senkrecht zu ihr unterscheiden sich voneinander nicht¹⁾.

Da man für den Wärmewiderstand die Frage, ob derselbe in Walzplättchen von der Richtung unabhängig bleibt, durch Ausmessen von Anlaufingen oder Schmelzringen entscheiden kann, so wurden solche Versuche an mehreren Metallen ausgeführt. Die Beantwortung dieser Frage scheint nicht überflüssig, weil bei der Verformung von Steinsalz dauernde Doppelbrechung auftritt.

Zur Erzeugung von Anlaufingen auf Eisen- und Nickelwalzplättchen kann man sie durch einen Öffnungsfunken punktförmig erhitzen. Hierzu legt man das Plättchen auf einen Kupferring, der zur Anode gemacht wird und berührt die Mitte des Plättchens mit einem Pt-Draht. Nach kurzem Stromdurchgang hebt man den Pt-Draht vom Plättchen ab, wobei ein Öffnungsfunke entsteht, welcher das Metallplättchen punktförmig erhitzt. Auf der Unterseite des Plättchens entstehen schöne Anlaufinge, deren Durchmesser besonders zwischen den Farben Gelb und Braungelb erster Ordnung gut zu messen sind.

Für Eisen- und Nickelplättchen von 97% Walzgrad ergab die Ausmessung der beschriebenen Anlaufinge Durchmesser senkrecht und parallel zur Walzrichtung, welche sich um nicht mehr als 0,02 mm, den Fehler der Messung, bei einem Durchmesser von 1,5—0,5 mm, unterschieden.

Beim punktförmigen Erhitzen durch den Öffnungsfunken wird die Temperatur des Metalles unter den Anlaufingen erheblich gesteigert. Es wäre also möglich, daß hierdurch schon eine Erholung von der Kaltbearbeitung eintritt.

Zur Erzeugung von Schmelzringen auf Walzplättchen ist eine dünne Schicht von Paraffin nicht geeignet, denn erhitzt man die nicht mit Paraffin überzogene Seite punktförmig durch Anlegen eines heißen Drahtes, so schmilzt der Teil der Paraffinschicht über der erhitzten Stelle und zieht sich von hier aus gegen den Rand des nicht geschmolzenen Paraffinringes, an dem er sich wallartig

1) G. Masing, *Ergebn. d. exakt. Naturw.* 2. S. 177, 1924.

häuft. Nach Entfernung des erhitzten Drahtes fließt dann das flüssige Paraffin zurück und erstarrt um den Erhitzungspunkt in Form eines Walles. Es bildet sich also nicht ein eigentlicher Schmelzkreis, der ein und dieselbe Temperatur des Metallplättchens anzeigt. Daher empfiehlt sich zur Erzeugung von Schmelzkreisen die von W. Voigt¹⁾ angegebene Mischung von Elaidinsäure mit 10% Wachs. Der Zusatz des Wachses verwandelt allerdings den scharfen Schmelzpunkt der Elaidinsäure in ein Schmelzintervall, aber er erhöht die Benetzbarkeit des Metalles mit der Schmelze, wodurch das Zurückweichen der flüssigen Elaidinsäure vermindert wird. Dazu kommt, daß die Elaidinsäure in kleinen Sphärolithen kristallisiert, während beim Paraffin eine kristalline Struktur nicht zu erkennen ist. Bei der Abkühlung kristallisiert die flüssig gewordene Elaidinsäure in viel kleineren Sphärolithen als die der ursprünglichen Schicht, dadurch bildet sich eine scharfe Grenze an der Stelle, wo die Elaidinsäure geschmolzen war. Auf dieser Grenze herrschte also zum Schluß des Schmelzens ein und dieselbe Temperatur, so daß man den Schmelzring auf dem Walzplättchen als eine Isotherme ansprechen darf.

Beim Ausmessen der beschriebenen Schmelzringe parallel und senkrecht zur Walzrichtung wurden für Walzplättchen aus Eisen, Nickel, Silber, Kupfer und Aluminium von 97% Walzgrad Durchmesser gefunden, die sich um nicht mehr als 0,5% ihres Wertes unterschieden. Diese Unterschiede liegen noch innerhalb der Meßfehler. Beim Kupfer und Messing (72 Cu + 28 Zn) schwankten die Differenzen aus nicht aufgeklärten Gründen zwischen 0 und 5%.

Zusammenfassend darf man sagen, daß durch das Walzen eine Anisotropie des Wärmeleitvermögens nicht erzeugt wird.

1) W. Voigt, Wied. Ann. 60. S. 362. 1897.

Göttingen, Institut für physikalische Chemie.

(Eingegangen 16. Februar 1935)

Ein verbessertes Ultramikrometer nach Dowling Von Gotthard Gustafsson

(Mit 5 Figuren)

§ 1. *Einleitung.* Während der letzten Jahre sind verschiedene auf der Anwendung von Elektronenröhren beruhende Apparate für Kapazitätsmessungen konstruiert worden. Da jeder Kapazitätsmesser mit einem veränderlichen Plattenkondensator gebaut werden kann, kann er auch für Längenmessungen benutzt werden. Bei genügender Empfindlichkeit der Apparate gegenüber Kapazitätsänderungen sind sie so als Mikrometer verwendbar. Die meisten Kapazitätsmesser sind jedoch ziemlich kostspielig und oft auch aus konstruktiven Gründen als Mikrometer wenig geeignet. Die einfachsten Ultramikrometer dürften wohl die sein, die auf die Dowlingsche Methode¹⁾ zurückgehen. Bei dieser Methode werden die Kapazitätsänderungen durch die entsprechenden Änderungen im Anodenstrom einer Elektronenrohrschaltung gemessen. Diese Ultramikrometer fordern nur eine Elektronenröhre und eine ganz einfache Schaltungsausrüstung und können dennoch eine relativ große Empfindlichkeit und gute Reproduzierbarkeit geben. Um einen Apparat dieser Art zu erhalten, der möglichst anwendbar ist, müssen folgende Ansprüche erfüllt sein:

1. Unempfindlichkeit gegen Handkapazität. Damit diese Bedingung erfüllt ist, müssen die Kondensatoren geerdet und der Strommeßzweig vom Anodenschwingungskreise möglichst freige koppelt sein.

2. Strommessung mit Zeigerinstrument. Dafür ist wichtig, daß einer geringen Änderung der Meßkapazität eine beträchtliche Änderung des Anodenstroms I_a entspricht.

3. Stabilität und Reproduzierbarkeit des Ausschlags. Die Stabilität hängt vor allem von Schwankungen in den Heiz- und Anoden spannungen ab, doch können auch Temperaturschwankungen beträchtlich einwirken.

4. Geringes Gewicht und einfacher Bau.

Die ursprüngliche Dowlingsche¹⁾ Anordnung (Fig. 1) war schwer gegen Handkapazität zu schützen und hatte eine geringe Empfindlichkeit, gemessen als das Verhältnis zwischen Änderung im Anoden-

1) J. J. Dowling, Phil. Mag. (6). 46. S. 81. 1923.

strom und Änderung im Kapazitätswert $= \frac{\Delta I_a}{\Delta C}$. Diese betrug nur 0,01 mA/cm, weshalb ein Galvanometer für die Strommessung angewandt werden mußte. Bei den späteren Apparaten derselben Art von Obata¹⁾, Ekelöf²⁾ und Niemeyer³⁾ sind diese Nachteile mehr oder weniger beseitigt worden.

Die oben genannten Anforderungen werden indessen besonders weitgehend von einem Apparat erfüllt, den ich unter anderem als Nullinstrument bei einer magnetischen Waage anwende und der sich dort gut bewährt hat.

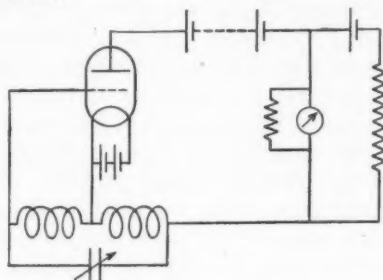


Fig. 1. Eine Dowlingsche Kopplung

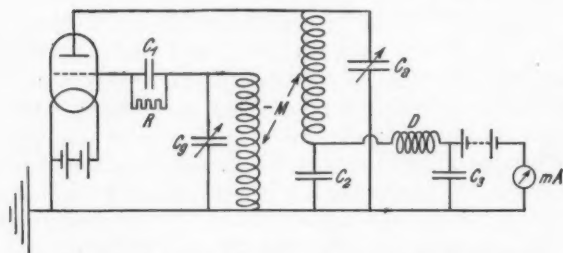


Fig. 2. Schaltungsschema des neuen Ultramikrometers

§ 2. Beschreibung des Apparats. Die Schaltung, eine Huth-Kühn-Schaltung mit induktiver Rückkopplung in „falscher“ Polung, ist in Fig. 2 angegeben. Diese „falsche“ Polung bewirkt eine größere Empfindlichkeit ($\Delta I_a / \Delta C$) und macht den Apparat unempfindlicher gegen störende Änderungen in der Gitter-Anodenkapazität. Die Anodenspannung wird über eine Drossel D und unter Nebenschaltung eines großen Kondensators C_2 von etwa 10^5 cm der Röhre zugeführt,

1) Y. Obata, Journ. Opt. Soc. Amer. 16. S. 1. 1928.

2) S. Ekelöf, Journ. Opt. Soc. Amer. 18. S. 337. 1929.

3) K. Niemeyer, Phys. Ztschr. 31. S. 451. 1930.

wodurch der Anodenmeßzweig gegen Handkapazität unempfindlicher wird und die Hochfrequenzschwingungen von diesem Kreis ferngehalten werden. Der Kondensator C_3 von der Größe etwa $2\mu F$ verbessert noch weiter die Unempfindlichkeit gegen Handkapazität. Die beiden variablen Kondensatoren C_g und C_a sind geerdet und können beide zu Kapazitätsmessungen dienen. In der Gitterzuleitung befindet sich auch ein Gitterkondensator C_1 mit Ableitungswiderstand R , welche Anordnung die Empfindlichkeit erheblich vergrößert.

§ 3. *Die Wirkungsweise der Schaltung.* Bei ziemlich loser Kopplung und ausreichend verstimmten Schwingungskreisen werden keine Schwingungen erregt, und der Anodenstrom behält seinen Höchstwert. Wird die Eigenfrequenz einer der beiden Kreise so verändert, daß die Verstimmung vermindert wird, so setzen bei einem bestimmten Kapazitätswert Schwingungen ein, das Gitter nimmt wegen der Schwingungen und der Krümmung der Gitterstrom-Gitterspannungskurve mehr Elektronen auf und wird dadurch negativer, was ein Abfallen im Anodenstrom verursacht. Je mehr die Eigenfrequenzen der beiden Kreise sich nähern, desto stärker werden die Schwingungen und desto niedriger wird der Anodenstrom. Wird die Frequenz weiter in derselben Richtung geändert, so nehmen die Schwingungen wieder ab und der Anodenstrom geht wieder auf seinen Höchstwert zurück (Fig. 4). Die Form der Kurve erinnert an eine „inverse“ Resonanzkurve. Die Schwingungen setzen bei richtig angepaßten Bedingungen ganz weich ein, die Neigung der Kurve wird dann steiler und geht in einem engen Bereiche geradlinig, um danach flacher werdend zu Null abzunehmen (Fig. 3). Die beiden Zweige der vollständigen Kurve sind ganz ähnlich, nur von verschiedener Steilheit. Man kann durch Änderung des Kopplungsgrades diese Steilheit beliebig verändern und zwar wird die Steilheit vermindert, wenn der Kopplungsgrad vergrößert wird, und umgekehrt. Das weiche Einsetzen der Schwingungen ist besonders wichtig, wenn man bei hohen Empfindlichkeiten oder gar bei sprunghafter Änderung des Ausschlages arbeiten will, weil man dann sicher sein kann, daß schon vor dem Erreichen der Sprungstelle Schwingungen vorhanden waren und daß das Springen also nicht durch äußere zufällige Einflüsse ausgelöst wird. Durch das „Invertieren“ der „Resonanzkurve“ wird außer der gesteigerten Empfindlichkeit erreicht, daß Schwankungen in der Anodenspannung nicht so stark auf den Ausschlag des Anodenstrommessers einwirken. Denn eine Erhöhung der Anodenspannung vergrößert den Anodenstrom, verstärkt jedoch auch die Schwingungen, was in diesem Falle eine Abnahme des Anodenstroms verursacht.

Will man den Gitterkreis für Messungen anwenden, so stellt man den Anodenkreiskondensator C_a auf einen so niedrigen Wert ein, daß die Eigenfrequenz des Anodenkreises höher liegt als die des Gitterkreises und arbeitet am besten auf dem Zweige der „inversen Resonanzkurve“, der der größten Gitterkreiskapazität entspricht, weil man dann weniger von der Dämpfung des Gitterkreises abhängig wird. Die erregte Frequenz liegt höher als die höchste Eigenfrequenz der beiden Kreise und wird in diesem Falle hauptsächlich von der Eigenfrequenz des Anodenkreises bestimmt. Die Schwingungsamplitude ist dagegen in diesem Falle stark von der Eigenfrequenz des Gitterkreises (und von der Dämpfung des Anodenkreises) abhängig. Die I_a - C_g -Kurven sind keineswegs richtige Resonanzkurven. Sie können nämlich vollkommen durchlaufen werden, ohne daß dabei die Eigenfrequenz des Gitterkreises auch nur an die des Anodenkreises herankommt.

Fordert man eine große Genauigkeit der Messung gleichzeitig mit einem großen Meßbereich, so wendet man am besten ein großes

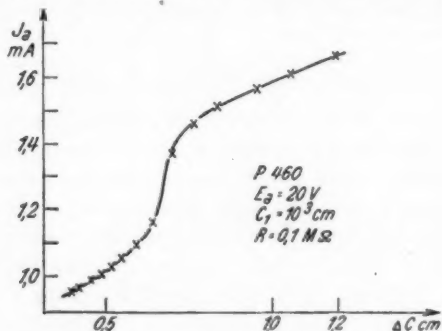


Fig. 3. Meßbereich der „Resonanzkurve“ mit dem Rohre Tungsram P 460

Elektronenrohr (z. B. Tungsram P 460) an und kompensiert den Anodenstrom. Man kann indessen auch ohne Kompensieren arbeiten, wenn man ein kleineres Rohr (z. B. Philips B 405, Telefunken RE 134) und ein Amperemeter mit einem Meßbereich von maximal etwa 2 mA anwendet. Mit dem Rohre P 460 und Kompensieren des Anodenstromes habe ich bei einer Empfindlichkeit von 20 mA/cm gut arbeiten können. Fig. 3 gibt einige Meßresultate dieser Anordnung wieder. Die Wellenlänge war dabei etwa 400 m und die Anodenspannung etwa 40 Volt. Mit der letzteren Anordnung (Telefunken RE 134) habe ich die Kurven der Figg. 4 und 5 erhalten. Fig. 4 gibt die Änderung des Anodenstromes als Funktion der Gitter-

kapazität C_g bei drei verschiedenen Kopplungsgraden an, wo Kurve 1 der stärksten und Kurve 3 der schwächsten Kopplung entspricht. In Fig. 5 sind die in Fig. 4 mit den entsprechenden Buchstaben bezeichneten Teile der Kurven eingezeichnet, die durch Messen mit

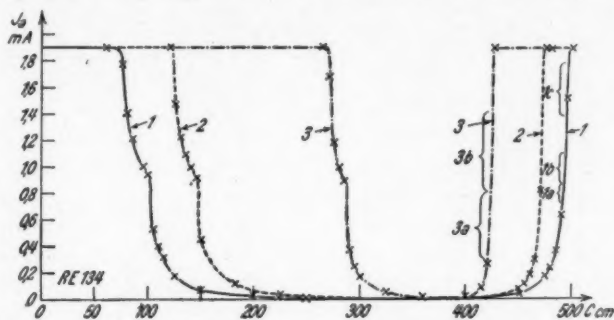


Fig. 4. „Inverse Resonanzkurven“ bei verschiedenen Kopplungsgraden mit dem Rohre Telefunken RE 134

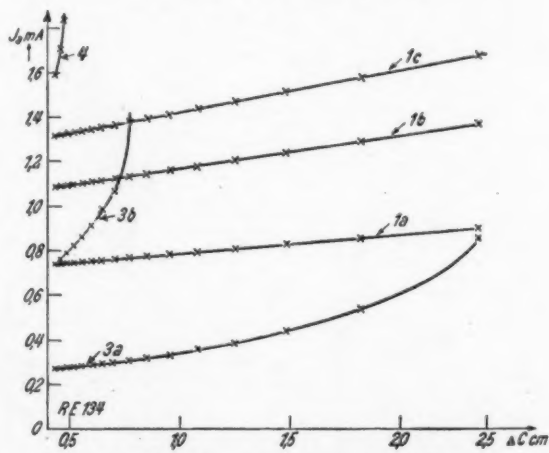


Fig. 5. Vergrößerte Darstellung der Meßbereiche der „Resonanzkurven“ der Fig. 4

einem kleinen parallelgeschalteten Plattenkondensator aufgenommen sind. Aus den Kurven 3a und 3b sehen wir, daß die Steilheit mit dem Anodenstrom zunimmt, um bei noch höherem Anodenstrom unendlich zu werden. Doch geht die Kurve nicht sofort auf den Höchstwert des Anodenstroms hinauf, sondern biegt kurz vor dem

Erreichen dieses Werts weich ab. Man kann diesen weichen Bereich größer machen durch Erniedrigung der Anodenspannung, Vergrößerung des Gitterkondensators C_1 und Verkleinerung des Gitterableitwiderstandes R (vgl. Fig. 3).

Beim Arbeiten auf der Kurve 3b habe ich eine Empfindlichkeit von 7,2 mA/cm erhalten, wobei keine Unstabilität des Ausschlages wahrnehmbar war. Das Kriechen des Ausschlages war dabei kleiner als $3 \cdot 10^{-4}$ mA/Min. und eine reproduzierbare Einstellung der Kapazität konnte mit einem Fehler kleiner als $3 \cdot 10^{-4}$ cm erhalten werden. Da die Kapazität 500 cm war, so entspricht diesem Fehler ein $\frac{\Delta C}{C} = 6 \cdot 10^{-7}$ und bei einem Abstand zwischen den Kondensatorplatten des Ultramikrometers von 10^{-2} cm entspricht dies einer Genauigkeit der Längenmessung von $6 \cdot 10^{-9}$ cm.

Bei einer noch schwächeren Kopplung habe ich die Kurve 4 der Fig. 5 erhalten, die eine Empfindlichkeit von 36 mA/cm gibt. Der Ausschlag war dabei längere Zeit reproduzierbar innerhalb weniger als $2 \cdot 10^{-3}$ mA, was einem $\frac{\Delta C}{C} = 10^{-7}$ und einer Genauigkeit der Längenmessung von 10^{-9} cm entspricht.

Es sei mir gestattet, Herr Prof. G. Borelius für sein reges Interesse an dieser meiner Arbeit meinen besten Dank auszusprechen. Für wertvolle Hilfe bei dem Manuskript habe ich Herrn Dr. R. Schnurmann herzlich zu danken.

Stockholm, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Januar 1935.

(Eingegangen 26. Januar 1935)

ch
er-
er-
h-
s-
a-
ng
r-
m
n
nt
4
t.
b
-
s
l.
-
-

V
2
2

1
539

XU

De
die
an
zie
ste
au
tr
so
D
de
T
W

Z
k
e
g
R



STABILISATOR

mit einer Stromquelle beliebiger Art gibt eine Spannungskonstanz: $\pm 0,1\%$ bei $\pm 10\%$ Primärschwankungen, $1-2\%$ zwischen Leerlauf und Vollast. $0,02\%$ ist nur die gegenseitige Beeinflussung der Teilspannungen. Trägheitslose Regelung durch Glümenladung. Eigenverbrauch: Einige Milliampère.



Ausführliche Beschreibungen kostenlos.

STABILOVOLT G. m. b. H., Berlin-Tempelhof, Lorenzweg 1. Tel. Südring 76 30

Geheimrat Prof. Dr.

MAX PLANCK

Die Physik im Kampf um die Weltanschauung

Vortrag, gehalten am 6. März 1935 im Harnack-Haus,
Berlin-Dahlem

32 Seiten. 1935. 8°. RM. 1.50

Der Vortrag schildert in anschaulich-gegenständlicher Darstellungsweise die Bedeutung der Physik für die Gewinnung einer befriedigenden Weltanschauung. Der Ausgangspunkt ist die Voraussetzung kausaler Beziehungen zwischen den Vorgängen im Natur- und Geistesleben. Damit steht die Freiheit des Willens keineswegs in Widerspruch. Objektiv, von außen betrachtet, ist der Wille kausal gebunden, subjektiv von innen betrachtet, ist der Wille frei. Diese beiden Sätze widersprechen sich ebensowenig wie rechts und links zweier einander gegenüberstehender Personen. Die stärkste Einwirkung auf die Ethik übt die Physik aus durch ihre Forderung der Widerspruchslosigkeit. Ihr entspricht die erste und vornehmste Tugend: die Wahrhaftigkeit. Doch ist es in der Ethik ebenso wie in der Wissenschaft: das Wesentliche ist nicht der stabile Zustand, sondern das unaufhörliche Ringen nach Verbesserung und Vervollkommenung.

Der Kausalbegriff in der Physik

26 Seiten. 1932. 8°. RM. 1.35

Zeitschrift für den phys. und chem. Unterricht: Diese wunderbar klar geschriebene kleine Schrift ist weit mehr als eine physikalische oder erkenntnistheoretische Untersuchung; sie ist das Glaubensbekenntnis einer genialen Forscherpersönlichkeit, das zeigt, daß auch bei den Größten im Reiche der objektivsten aller Wissenschaften letzte entscheidende Antriebe dem Irrationalen entstammen.

Die Veröffentlichungen sind durch jede Buchhandlung zu beziehen

Johann Ambrosius Barth / Verlag / Leipzig

ALFRED WEGENER † Dr. KURT WEGENER

Prof. d. Meteorologie u. Geophysik a. d. Univ. Graz/Steiermark

Vorlesungen über Physik der Atmosphäre

XII, 482 Seiten mit 192 Abbildungen im Text und auf 1 Tafel. 1935. 8°. RM. 36.—, geb. RM. 38.—

Das wissenschaftliche Vermächtnis des Grönlandforschers Alfred Wegener wird in diesem Werk der Nachwelt übergeben. Noch vor Antritt der Grönland-Expedition schrieb er das Vorwort als Plan und Umriss des Ganzen. Der Tod in Grönland nahm ihm die Möglichkeit, sein Werk zu vollenden. Kurt Wegener, sein Bruder, der die Expedition zu Ende führte, übernahm nun die endgültige Herausgabe und schuf das Werk aus dem vorgefundenen Stoff und aus eigenen Arbeiten.

Thermodynamik, Optik, Akustik, Wärmeleitung, Mechanik der Atmosphäre, das sind die Abschnitte, in denen Studenten der Meteorologie, Luftfahrt und aller Nachbargebiete grundlegende Einführung und sichere Leitung bis zu den neuesten Fragen ihrer Wissenschaft finden.

Es ist hier ein Werk entstanden, das durch seine Verständlichkeit weit über den Kreis der engeren Fachgenossen hinausreicht, das aber durch den Namen des berühmten Forschers seine wissenschaftlich grundlegende Bedeutung behält.

Dr. KURT WEGENER

Prof. d. Meteorologie u. Geophysik a. d. Univ. Graz/Steiermark

Die Physik der Erde

Eine Einführung in verständlicher Darstellung. VI, 111 Seiten mit 53 Abbildungen im Text. 1934. 8°. Steif brosch. RM. 6.60

Das Weltall: Dieses Werk gibt einen Einblick in die wissenschaftlichen Methoden, die es möglich machten, zu einer Kenntnis des physikalischen Aufbaus der Erde zu gelangen. Die Eigenschaften der Gesteine, die Gesetze der Temperatur, des Druckes und der Dichte, die Messungen der Erdbebenwellen, des Erdmagnetismus und der Schwere finden anschauliche Darstellung. Der Verfasser hat es geschickt vermieden, durch eine Häufung von möglichen Theorien sein Werk zu belasten, und hat jeweils die wahrscheinlichste Theorie zur Darstellung gebracht. Dadurch ist es ihm gelungen, ein wirklich übersichtliches Werk zu schaffen.

Verlangen Sie bitte mein ausführliches Verzeichnis „Naturwissenschaften“

Die Werke sind durch jede Buchhandlung zu beziehen

Johann Ambrosius Barth / Verlag / Leipzig